

ORSAY
Série A
No d'ordre
116

Paris 1971

T H E S E

PRESENTEE

A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR D'UNIVERSITE

Mention Sciences

par

Jean GIRARD

EMPLOI DES DETECTEURS AU GERMANIUM EN SPECTROSCOPIE GAMMA
ET APPLICATION A L'ETUDE DE LA REACTION $^{64}\text{Ni} (n,\gamma) ^{65}\text{Ni}$

Soutenue le 30 Juin 1971, devant la Commission d'Examen

MM. LEFORT

Président

BRIAND

Examineurs

NIFENECKER

ORSAY
Série A
No d'ordre
116

T H E S E

PRESENTEE

A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR D'UNIVERSITE

Mention Sciences

par

Jean GIRARD

EMPLOI DES DETECTEURS AU GERMANIUM EN SPECTROSCOPIE GAMMA
ET APPLICATION A L'ETUDE DE LA REACTION $^{64}\text{Ni} (n,\gamma) ^{65}\text{Ni}$

Soutenue le 30 Juin 1971, devant la Commission d'Examen

MM. LEFORT

Président

BRIAND
NIFENECKER

Examineurs



- REMERCIEMENTS -

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Monsieur JOLY, Chef du Service de la Métrologie et de la Physique Neutroniques Fondamentales. Sa bienveillance m'a permis de mener à bien ce travail dans les meilleures conditions.

Je remercie Monsieur le Professeur LEFORT, Professeur à la Faculté des Sciences d'ORSAY de m'avoir fait l'honneur de patronner cette thèse.

Je suis très reconnaissant à Monsieur le Professeur BRIAND, Professeur à l'Institut du Radium d'avoir bien voulu faire partie du Jury.

Je remercie particulièrement Monsieur H. NIFENECKER pour m'avoir incité à effectuer ce travail. J'ai toujours trouvé dans son groupe toute la liberté nécessaire à l'accomplissement de cette étude.

Que Mademoiselle AUDIAS ainsi que Messieurs R. BABINET et R. SAMAMA trouvent ici l'expression de mes vifs remerciements. Leur soutien amical, les conseils qu'ils m'ont prodigués et l'aide qu'ils m'ont apportée m'ont été très utiles.

Je tiens également à remercier Messieurs P. BISENIUS et E. OLIVIER pour la fabrication et le conditionnement des détecteurs au Germanium ainsi que Monsieur J. MATUSZEK pour la présentation de ce mémoire.

Enfin, je remercie les Secrétaires du Service et notamment Mademoiselle C. HARMAND qui a effectué la frappe du texte.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41556002_0036

- TABLE DES MATIERES -

	Page
CHAPITRE I - INTRODUCTION	1
CHAPITRE II - PROBLEMES LIES A LA DETECTION DES RAYONS GAMMA	3
II.1. - Interaction des rayons gamma dans le germanium	3
II.1.1. - Effet photoélectrique	3
II.1.2. - Diffusion compton	3
II.1.3. - Effet de création de paires	4
II.2. - Processus de collection des charges	4
II.3. - Résolution en énergie et en temps	6
CHAPITRE III - PERFECTIONNEMENT DU DETECTEUR ANTI-COMPTON ET DE PAIRES	7
III.1. - Description générale	7
III.2. - Conditions d'anticompton et résultats	9
III.3. - Conditions de paires et résultats	10
CHAPITRE IV - EXPERIENCES DE COINCIDENCES $\gamma - \gamma$	11
IV.1. - Détermination de l'instant origine de l'interaction	11
IV.1.1. - Définition du temps sur le front avant de l'impulsion	11
IV.1.2. - Définition du temps par détection du passage à zéro	12
IV.2. - Méthode de correction des spectres de temps par calculateur	15
IV.3. - Etude du dispositif expérimental de coïncidences	17
IV.3.1. - Description générale	17
IV.3.2. - Mesure des temps de montée	18
IV.3.3. - Résultats et discussion	20

CHAPITRE V	- ETUDE DE LA REACTION $^{64}\text{Ni} (n, \gamma) ^{65}\text{Ni}$	25
V.1	- Description générale	25
V.2	- Traitement des données expérimentales	26
V.3	- Résultats et discussion	27
CHAPITRE VI	- CONCLUSION	31
ANNEXE	- Développement d'une loi de correction à deux paramètres	32
BIBLIOGRAPHIE		36

I - INTRODUCTION

Dans le but d'étudier par réaction (n, γ) le schéma de désexcitation de certains isotopes, ceux du nickel en particulier [1], nous avons dès 1967, sur le canal H 6 de la pile EL₃ de Saclay, installé un spectromètre utilisant un détecteur au germanium compensé au lithium [2].

Les qualités généralement souhaitées pour un détecteur sont les suivantes : bonne précision sur l'énergie déposée, définition de l'instant origine de l'interaction et efficacité de détection. L'avènement il y a quelques années des détecteurs composés de germanium compensé au lithium et plus récemment, la mise au point de systèmes électroniques permettant d'en exploiter les excellentes performances ont apporté un surcroît d'intérêt aux expériences de spectroscopie. En effet, le rapport des résolutions en énergie comparées entre un détecteur à scintillation et un détecteur au Ge (Li) est d'environ 25 pour des rayons gamma de 1 MeV. Néanmoins, les systèmes scintillateur - photomultiplicateur restent très employés en physique nucléaire du fait de leur efficacité de détection élevée (scintillateur INa) ou de leur supériorité dans le domaine des mesures de temps (scintillateur plastique par exemple). Le tableau I montre quelques valeurs comparatives des résultats obtenus avec ces deux types de détecteurs.

	Résolution en énergie $E_\gamma = 1 \text{ MeV}$	Résolution en temps	Efficacité de détection $E_\gamma = 1 \text{ MeV}$
Détecteur à scintillation	70 KeV	$2 \cdot 10^{-10} \text{ s}$ [3]	3"x3" INa (Tl) 25 %
Détecteur Ge (Li)	2 à 3 KeV	1 à 2 10^{-9} s [4]	54 cm ³ 8 %

Tableau I

Nous avons par la suite perfectionné notre spectromètre afin d'obtenir simultanément les spectres direct, anticompton et de paires. Un tel dispositif nous permet de déterminer avec précision l'énergie des transitions gamma mais il nous est souvent impossible de les placer de façon sûre dans le schéma de desexcitation, le principe de combinaisons de Ritz étant parfois insuffisant.

Nous avons donc complété cet appareillage par un ensemble de deux détecteurs Ge (Li) fonctionnant en coïncidence. Un certain nombre de cascades γ - γ ont ainsi été mises en évidence.

L'ensemble de ce travail porte donc sur :

- Le perfectionnement du détecteur de paires et anticompton
- La mise au point du dispositif de coïncidence et l'étude des problèmes qui s'y rapportent.

Enfin nous présentons des résultats obtenus à l'aide de cet appareillage sur la réaction $^{64}\text{Ni} (n, \gamma) ^{65}\text{Ni}$.

II - PROBLEMES LIES A LA DETECTION DES RAYONS GAMMA

II.1 - Interaction des rayons gamma dans le germanium

Dans la gamme d'énergie considérée ($100 \text{ KeV} < E < 10 \text{ MeV}$), l'interaction des rayons γ dans le germanium se fait principalement suivant trois processus qui sont : l'effet photoélectrique, la diffusion compton et l'effet de création de paires. La section efficace de ces trois processus en fonction de l'énergie est montrée sur la figure 1.

II.1.1 - Effet photoélectrique : Le photon incident est absorbé dans un choc avec un électron lié qui se trouve éjecté et doté d'une énergie cinétique $E - E_1$ (E = énergie du rayon γ incident et E_1 = énergie de liaison de l'électron). L'électron cède son énergie par chocs successifs en créant des paires électron-trou (notons au passage qu'à 77°K il faut environ 3 eV pour créer une paire électron-trou dans le germanium), cependant que E_1 se retrouve sous forme d'électrons Auger ou rayons X eux-mêmes absorbés dans un nouvel effet photoélectrique. Dans cette réaction, la totalité de l'énergie incidente est déposée dans le détecteur. La section efficace de ce processus est proportionnelle à Z^5 et décroît très vite lorsque E augmente.

II.1.2 - Diffusion compton : Cette interaction peut être considérée comme une collision élastique entre un photon d'énergie E_0 et un électron libre, elle est schématisée sur la figure 1 II.

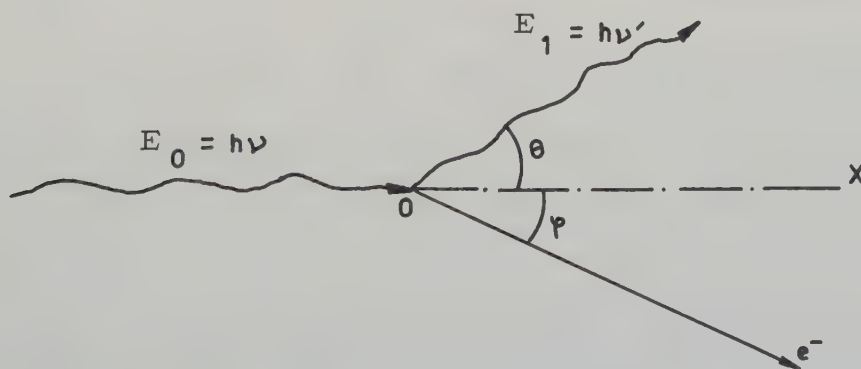


Figure I II

Des lois de conservation de l'énergie et des quantités de mouvement, on tire l'équation de l'énergie du photon diffusé E_1 et celle de l'électron

compton en fonction de leur angle d'émission.

θ étant l'angle de diffusion du photon, on a :

$$E_1 = h\nu' = \frac{m_0 c^2 h\nu}{m_0 c^2 + h\nu (1 - \cos \theta)}$$

L'énergie de l'électron compton sera la différence $h\nu - h\nu'$; elle croît de zéro vers un maximum atteint pour $\theta = 180^\circ$. On peut voir sur la figure 1 que l'effet compton dans le germanium prédomine lorsque $150 \text{ KeV} \leq E_\gamma \leq 8 \text{ MeV}$.

II.1.3 - Effet de création de paires : Lorsque l'énergie du photon incident est supérieure à $2 m_0 c^2$, celui-ci peut, dans le champ du noyau se matérialiser par la création d'une paire électron-positron. L'énergie supplémentaire $h\nu - 2m_0 c^2$ est communiquée aux membres de la paire sous forme d'énergie cinétique. Le positron après ralentissement s'annihile avec un électron. Sa recombinaison s'accompagne de l'émission en opposition de deux rayons γ d'énergie respectivement égale à $m_0 c^2$. La section efficace de création de paires est proportionnelle à Z^2 et croît rapidement au-delà de 1,022 MeV. Le bilan énergétique de cette interaction donne trois valeurs possibles de l'énergie déposée suivant que deux, un seul ou aucun des rayons γ de 511 KeV sont absorbés dans le détecteur.

Notons qu'une interaction multiple du genre diffusion compton ou création de paires peut aboutir du point de vue énergétique au même résultat qu'un effet photoélectrique.

II.2 - Processus de collection des charges

Quelles que soient les types d'interactions précédemment évoqués nous nous trouvons maintenant en présence d'un électron primaire doté d'une certaine énergie cinétique. Il va tout au long de son parcours par chocs successifs interagir avec des électrons secondaires qui à leur tour cèderont leur énergie en créant des paires électron-trou. Sous l'effet du champ électrique E régnant dans le détecteur, les électrons et les trous se dirigent respectivement vers les électrodes positive et négative comme le montre la figure 2 II a

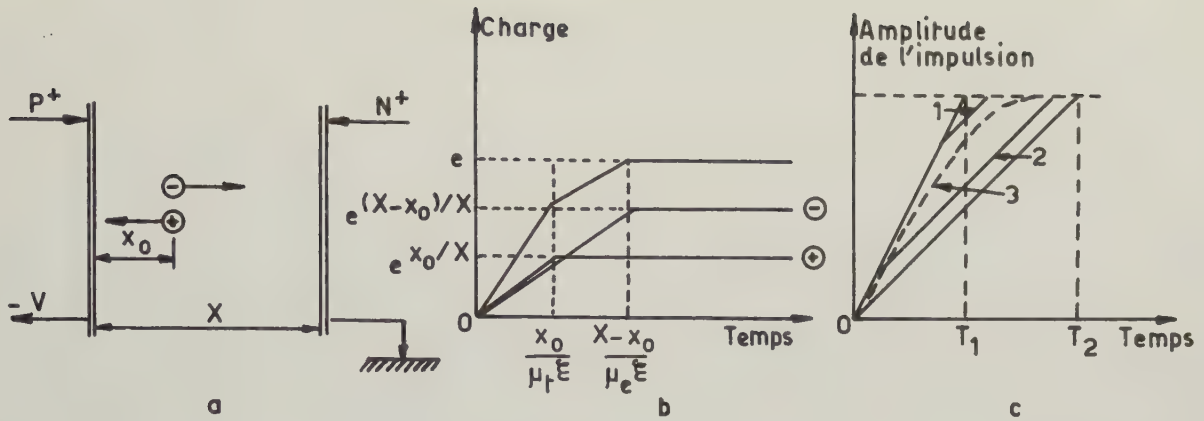


Figure 2 II

Les équations qui régissent le courant $I(t)$ dans le circuit extérieur et celles exprimant la charge $Q(t)$ collectée aux bornes du détecteur ont été développées dans la littérature scientifique : [5][6][7].

Les temps de collection des trous et des électrons ont pour expression :

$$T_t = \frac{x_0}{\mu_t \epsilon} \quad \text{et} \quad T_e = \frac{X - x_0}{\mu_e \epsilon}$$

où x_0 représente l'abscisse du lieu d'interaction, X l'épaisseur de la zone compensée, μ_t et μ_e les mobilités respectives des porteurs de charge. A 77°K, pour un champ $\epsilon \geq 100$ V/mm les vitesses de déplacement sont de l'ordre de 10^7 cm/sec pour les électrons et $8 \cdot 10^6$ cm/sec pour les trous.

Les interactions ayant lieu dans tout le volume du détecteur, il est clair que les temps de collection des porteurs de charge ne sont pas simultanés, en conséquence, les temps de montée observés aux bornes d'un tel détecteur peuvent présenter des cassures dues à la fin de collection d'un type de porteur. Ce fait est représenté sur la figure 2 II b. D'autre part, ces temps de montée varient entre deux limites T_1 et T_2 comme le montre la figure 2 II c, T_1 résultant d'une interaction au centre de la zone compensée (en considérant μ_e et μ_t égales) et T_2 d'une interaction au bord même du détecteur. Tous les cas intermédiaires sont possibles: ils sont représentés en 1 et 2 de la figure 2 II c; nous verrons au paragraphe IV.3.3

que les interactions multiples du genre diffusion compton ou création de paires ont pour effet de moyenner les temps de montée (cas 3 de la figure 2 II C).

II.3 - RESOLUTION EN ENERGIE ET EN TEMPS

La résolution en énergie est un point déjà étudié par de nombreux auteurs [8], [9], [10]. Elle est limitée par un certain nombre de phénomènes dont nous rappellerons les principaux. L'un d'eux tient au fait que toutes les paires électron-trou ne sont pas produites indépendamment : la déviation standard $\sqrt{N}$ s'en trouve multipliée par un facteur $\sqrt{F}$ où F est le facteur de Fano. Le piégeage et la recombinaison affectent aussi la résolution en énergie : ces effets sont liés à la vitesse des porteurs ainsi qu'à la qualité du cristal. Enfin le bruit de fond est également une source de dégradation ; il provient essentiellement du courant inverse du détecteur (qui doit être très inférieur à 10^{-9} A), des courants de fuite divers (défauts d'isolement, etc....) et des premiers étages du préamplificateur. Les constantes de temps de l'amplificateur doivent être choisies avec soin. Dans le cas d'un détecteur compensé sur 10 mm où $T_2 - T_1 \geq 50$ ns, des constantes de temps trop courtes entraînent une augmentation de la dissymétrie des raies γ . Ce fait peut conduire à une erreur non négligeable sur la détermination de leur énergie. Lorsque le taux de comptage est supérieur à quelques milliers de coups par seconde, devant de telles différences entre les temps de montée, il est préférable de garder des constantes de temps de quelques microsecondes et d'adjoindre un système éliminateur d'empilements.

La résolution en temps est actuellement limitée par le bruit. Les problèmes posés à la fois par les variations d'amplitude ainsi que par les différences entre les temps de montée ont fait l'objet de nombreux travaux. Nous verrons au paragraphe IV.3.3 que ces problèmes, dans une dynamique en énergie donnée, sont pratiquement bien résolus.

III - PERFECTIONNEMENT DU DETECTEUR ANTICOMPTON ET DE PAIRES

III.1 - Description générale

Un spectromètre anticompton est constitué par deux détecteurs D₁ et D₂ fonctionnant en anticol incidence. L'information de D₁ n'est prise en compte que si D₂ n'a rien détecté. Le but recherché est l'élimination des interactions donnant lieu à l'échappement d'un rayon gamma diffusé ; le rapport du maximum du pic photoélectrique au bruit de fond compton se trouve considérablement amélioré ce qui facilite l'analyse des raies de faible intensité. Un tel ensemble est utilisé pour des énergies inférieures à 2 MeV.

Au delà de cette énergie, il est préférable de sélectionner les réactions suivies de l'échappement de deux rayons γ de 511 KeV en opposition. Ce résultat est obtenu par le spectromètre de paires qui comporte au moins trois détecteurs. La présence simultanée de ces radiations dans les détecteurs opposés autorise l'analyse de l'information provenant du détecteur central. L'énergie déposée correspond alors à l'énergie du rayon gamma incident moins 1,022 MeV. Les spectres résultants sont grandement simplifiés du fait de l'absence de raies photoélectriques et de simple échappement.

Notre spectromètre se compose d'un détecteur Ge (Li) parallélépipédique de 28cm³ compensé sur 20 mm de profondeur, sa résolution en énergie est de 3,8 KeV à 1,33 MeV. Il est placé au centre d'un cristal annulaire d'INa (Tl) de 25 cm de diamètre et 30 cm de longueur divisé en six secteurs optiquement isolés et opposés par le sommet. Chaque secteur est associé à un photomultiplicateur. Un diagramme de cet ensemble est montré sur la fig. 2. Le signal du détecteur central, après amplification, est analysé par un codeur analogique-digital (CAD) à poids de 4096 canaux (12 bits) dont le temps mort est fixe : 17 μ s. Sa linéarité intégrale est de $\pm 2.10^{-4}$ et sa linéarité différentielle $\pm 0,8 \%$ [11]. Les informations digitales sont stockées dans un registre intermédiaire commandé par une logique de priorité et transférées ensuite sur bande magnétique 16 pistes dont deux servent au repérage des événements anticompton et de paires. La logique de priorité représentée sur la figure 3 nous a été imposée par les caractéristiques techniques de l'unité de bande magnétique dont nous disposions

alors; son acquisition est séquentielle de période $2,8 \text{ ms} \leq T \leq 8,2 \text{ ms}$. Il était donc important d'enregistrer préférentiellement les évènements de paires (de loin les moins probables) puis les évènements anticompton. Le fonctionnement est donc le suivant : un évènement simple est analysé et stocké dans le registre intermédiaire en attente de l'ordre de transfert. Durant ce temps, si un évènement anticompton se présente, il remet à zéro le registre intermédiaire, verrouille la porte de passage des évènements simples et prend la place de l'information annulée. Le procédé est le même pour un évènement de paire, il y a fermeture des portes de passage des évènements de priorité plus faible et remise à zéro du registre. L'ordre de transfert entraînant la remise à zéro après transfert et l'ouverture des portes est donné par l'unité de bande magnétique. Notons au passage qu'entre deux ordres de transfert successifs, de deux informations de priorité identique, seule la dernière est conservée.

Au cours des expériences $^{64}\text{Ni} (n, \gamma) ^{65}\text{Ni}$, pour $T = 8,2 \text{ ms}$, le taux de pertes avec ce système était de 1,3 % pour les évènements de paires et de 36 % pour les évènements anticompton. Ce dernier chiffre est élevé, mais en fait il faut bien voir qu'il n'y a aucun inconvénient à ce que les évènements anticompton se trouvent ainsi désavantagés puisqu'ils étaient dans ce cas environ 35 fois plus nombreux que les évènements donnant lieu à création de paires.

Ces expériences peuvent durer plusieurs mois suivant la nature du corps étudié, sa section efficace de capture, le poids dont on dispose et l'intensité du flux de neutrons dans lequel il est placé. Il est donc indispensable d'utiliser un système de stabilisation pour compenser les dérives électroniques de la chaîne d'analyse. Celui que nous employons est du type à double fenêtre, il permet de fixer grâce à deux pics de référence, deux points de la loi linéaire numéro de canal-énergie γ . Un contrôle de stabilité sur une durée de 40 jours montre un écart de 0,07 canal au canal 3000 soit une dérive de $2,3 \cdot 10^{-5}$. Remarquons que le codeur analogique digital ne fonctionne pas en coïncidence, la compensation de la dérive peut donc s'effectuer de façon permanente.

N'ayant pas trouvé de générateur suffisamment stable, nous avons choisi des pics de référence d'origine physique. Celui de basse énergie corres-

pond au rayon γ de 511 KeV que l'on observe dans tous les spectres (n, γ). Le pic de référence de haute énergie est obtenu en juxtaposant à la cible étudiée, un échantillon de Pb naturel dont le spectre de capture neutronique présente une transition de 7,367 MeV directement au niveau fondamental avec une intensité de 95 %.

III.2 - Conditions d'anticompton et résultats

La condition d'anticompton provient du cristal annulaire. Après discrimination, les signaux anodiques des photomultiplicateurs sont sommés pour ne former qu'un seul signal présent chaque fois qu'un rayon γ interagit dans le volume INa. Cette information convenablement retardée est mise en anticoncidence avec le front avant du signal de temps mort du C.A.D. Signalons que celui-ci est présent dès que le seuil d'analyse de l'appareil a été franchi par le signal d'entrée. Le signal résultant attaque ensuite la logique de priorité précédemment décrite.

Par ce conditionnement, le rapport du maximum de la raie de 1,33 MeV du ^{60}Co au bruit de fond compton est porté de 10 à 50. On remarque néanmoins dans les spectres ainsi obtenus la présence de raies larges et très dissymétriques dues à un effet purement géométrique de notre détecteur. Nous voyons en effet sur la figure 1 III que les rayons γ diffusés dans son axe soit vers l'avant soit vers l'arrière ne rencontrent pas le cristal INa.

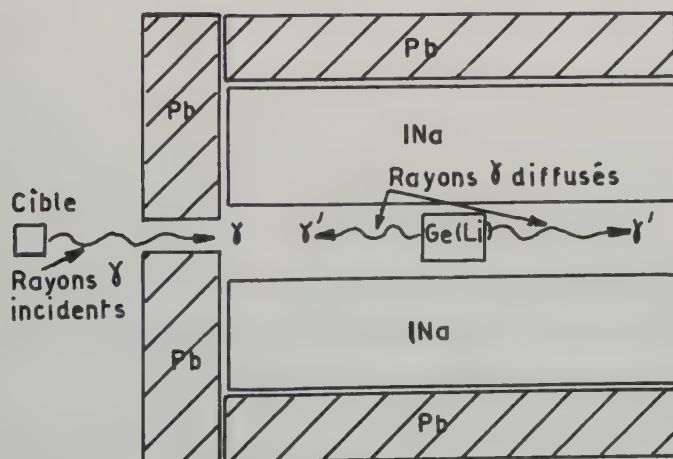


Fig I III

En conséquence, dans le premier cas, il résulte de ce fait une amélioration moins nette pour la partie de basse énergie du spectre. Cette zone s'étend jusqu'à 200 KeV environ. Dans le second cas, il subsiste dans le spectre à l'emplacement du front compton, une raie parasite due aux électrons compton les plus énergiques.

Pour préciser l'importance de ce phénomène, notons qu'à 1,33 MeV le rapport du maximum du pic photoélectrique à la raie parasite subsistante est égal ou supérieur à 20.

III. 3 - Conditions de paires et résultats

Les conditions simultanées que nous imposons pour qu'une information provenant du détecteur central soit classée comme évènement de paire sont au nombre de 3 :

a - L'énergie déposée dans chaque demie couronne composée des secteurs 1, 2 et 3 pour la première, 4, 5 et 6 pour la seconde doit être de 511 KeV. Cette condition est assurée par un sélecteur monocanal dont la bande représente une énergie de 80 KeV environ.

b - Deux secteurs opposés, c'est-à-dire l'un des couples 1 et 4, 2 et 5, 3 et 6 ont été le siège d'une interaction.

c - Pas plus de deux secteurs n'ont produit un signal.

Sur la figure 4, nous comparons deux spectres, l'un obtenu avec les conditions que nous venons de décrire, l'autre sans; les temps d'enregistrement dans ces exemples ne sont pas identiques. Nous voyons ici l'intérêt du spectromètre de paires : d'une part les raies photoélectriques et de simple échappement ont disparu, ce qui diminue considérablement la probabilité de superposition de pics (nous en avons un cas pour les raies γ 1 et 2) ; d'autre part, sur cette même figure, nous constatons que le rapport du maximum des raies de double échappement au bruit de fond est amélioré d'un facteur 20 environ.

La figure 5 illustre l'amélioration de ce rapport lorsque les conditions de sélection des évènements deviennent de plus en plus restrictives. Sur cette figure le bruit de fond est normalisé. La perte de comptage dans les pics de double échappement résultant du conditionnement le plus restrictif est de 75 %. Elle provient essentiellement de l'efficacité de détection des deux rayons γ de 511 KeV dans le cristal INa.

IV - EXPERIENCES DE COINCIDENCES γ - γ

Dans ce type d'expériences, nous observons au moyen de deux détecteurs des événements que nous considérons comme étant simultanés. La mesure en elle-même présente une certaine résolution, il en résulte un spectre que nous appelons "spectre de temps" et qui représente la distribution de la différence des temps de détection. Le spectre contient également des événements fortuits.

En plus des variations d'amplitude correspondant à la bande d'énergie étudiée, les détecteurs Ge (Li) présentent, pour une amplitude déterminée une fluctuation importante des temps de montée. Pour évaluer les erreurs introduites par ces deux défauts, on est conduit à utiliser un dispositif expérimental composé d'un détecteur Ge (Li) D2 et un détecteur rapide (photomultiplicateur associé à un scintillateur plastique) D1 considéré comme référence de temps.

IV.1 - Détermination de l'instant origine de l'interaction

IV.1.1 - Définition du temps sur le front avant de l'impulsion

Dans leur dispositif expérimental, Fouan et Passerieux [12] mesurent deux grandeurs :

- d'une part la différence $(T_{D1} - t_{1D2})$ entre les temps de détection par le photomultiplicateur et par le détecteur Ge (Li).

- d'autre part, sur le signal du détecteur Ge (Li), ils élaborent un signal de correction qui est la différence $(t_2 - t_1)$ des temps de franchissement de 2 seuils $L1$ et $L2$ (avec $L2 = 2 L1$). Par extrapolation on a accès au temps t_0 .

$$t_2 - t_1 = t_1 - t_0$$

La somme analogique des deux grandeurs donne :

$$t = (T_{D1} - t_{1D2}) + (t_{1D2} - t_{0D2}) = T_{D1} - t_{0D2}$$

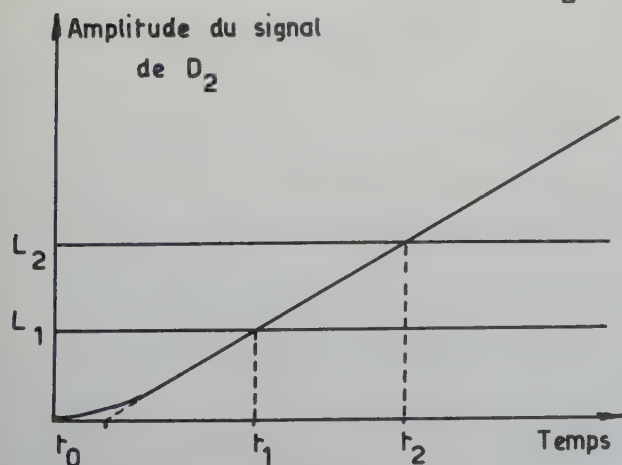


Fig 1 IV

La correction porte à la fois sur les variations d'amplitude et de temps de montée. Les auteurs obtiennent avec le ^{60}Co une résolution en temps de 8 ns au lieu de 16 ns sans correction. Dans la suite de ce travail, nous conviendrons de désigner par résolution en temps la largeur à mi-hauteur qui caractérise les spectres de temps.

Gorni [13] avait précédemment utilisé cette même méthode mais il travaillait dans une gamme d'énergie très étroite et plaçait L_1 et L_2 respectivement à 10 % et 90 % de l'amplitude de l'impulsion. De plus, L_2 servait d'armement à L_1 pour limiter les déclenchements dûs au bruit de fond. Avec ce dispositif, la résolution en temps obtenue avec le ^{22}Na passait de 6 à 4 ns.

Van Zurk [14], emploie un procédé analogue à quelques variantes près. En sélectionnant la raie gamma de 1,33 MeV du ^{60}Co et en effectuant une compensation des variations des temps de montée, il obtient une largeur à mi-hauteur du spectre temps de 2,5 ns au lieu de 3,1 ns sans compensation.

Ces méthodes présentent divers inconvénients :

- Le signal de correction est élaboré à l'aide de deux seuils placés sur la partie linéaire de l'impulsion, la compensation déterminée est au premier ordre, ce qui limite la plage de fonctionnement en fonction de l'énergie.
- Ce même signal de correction issu de l'intervalle $t_2 - t_1$ n'est qu'une approximation des événements qui se sont produits sur la montée du signal entre t_0 et t_1 .
- Signalons également le problème de la stabilité à long terme des seuils et de leur sensibilité au bruit.

D'autres auteurs utilisent les propriétés d'une diode "Snap off" pour générer une impulsion dont la position en temps est variable. Pour les uns [15], la variation est fonction de l'amplitude du signal d'entrée. Pour les autres [16], la compensation est obtenue à partir de l'aire d'un signal combiné. On peut constater que ces procédés ne se sont pas généralisés par la suite.

IV.1.2 - Définition du temps par détection du passage à zéro

Chase [4] a adapté aux détecteurs semiconducteurs un système étudié par Gedcke et Mc Donald [3]. C'est une discrimination sur une fraction constante de l'amplitude. Le principe en est le suivant :

Superposons à l'impulsion origine le même signal retardé, inversé et amplifié comme le montre la figure 2 IV a. Raisonnons sur la

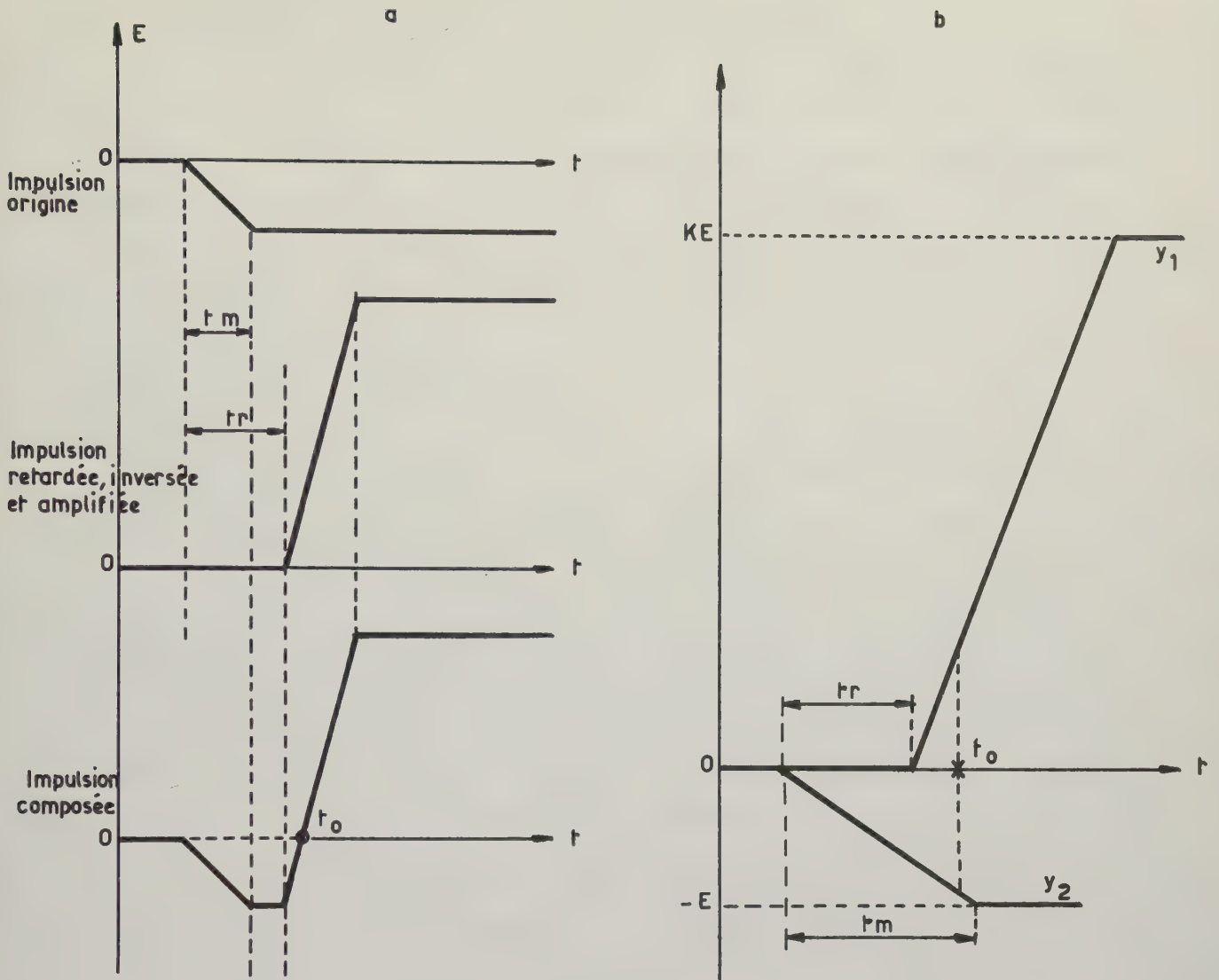


Fig 2 IV

figure 2 IV b, en supposant que la montée des impulsions est une droite, écrivons les équations de y_1 et y_2 :

$$y_1 = \frac{K E (t - t_r)}{t_m} \quad y_2 = - \frac{E t}{t_m}$$

Le temps t_o de passage à zéro de l'impulsion composée correspond à :

$$y_1 + y_2 = 0$$

soit
$$t_o = \frac{K}{K - 1} t_r$$

où K est le coefficient d'amplification de l'impulsion retardée et inversée et t_r le temps de retard. Remarquons que t_o ne dépend ni du temps de montée ni de l'amplitude du signal considéré.

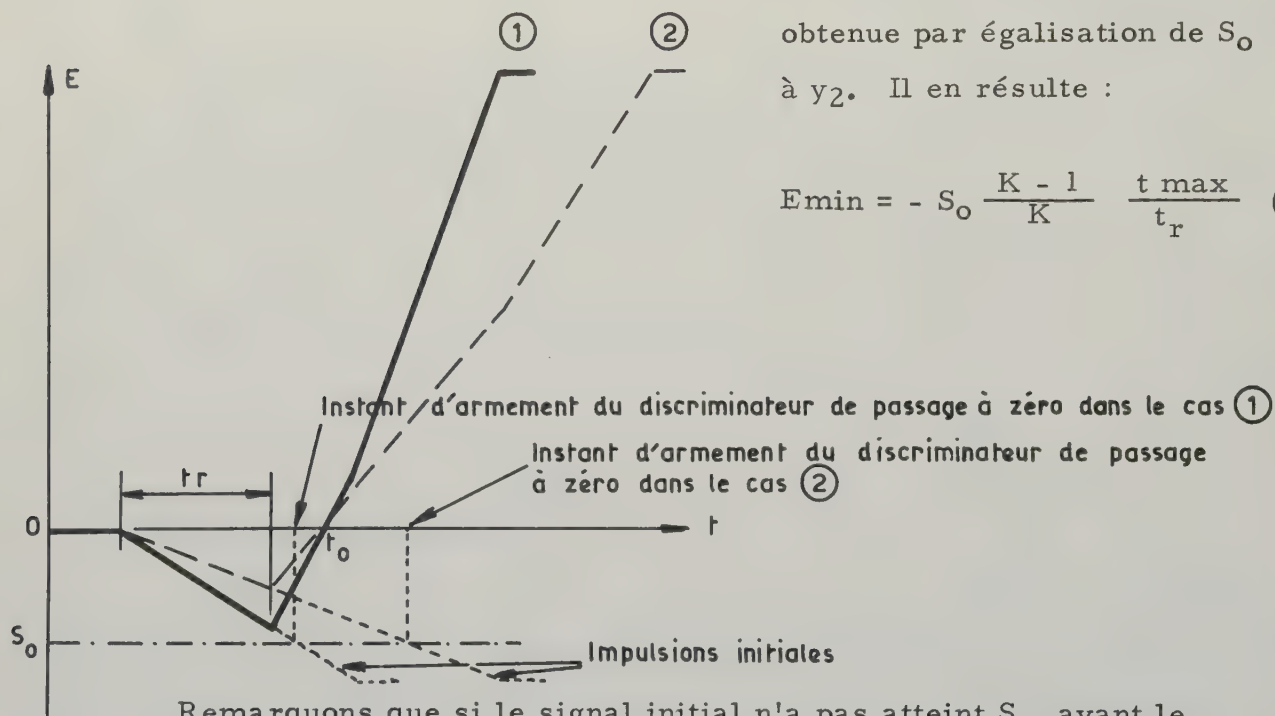
Il s'agit alors physiquement de détecter le temps t_0 . En présence de bruit de fond, cela est impossible avec un discriminateur à simple seuil qui serait de ce fait déclenché à tous instants, une voie parallèle est donc nécessaire pour armer en temps opportun le circuit qui basculera ensuite au moment du passage à zéro. Sur la figure 3 IV, nous voyons les limites imposées à cette méthode par la présence du circuit d'armement maté-

rialisé par son seuil S_0 . Il faut que l'impulsion initiale atteigne S_0 dans

un temps $t_{\max} \leq t_0$.
La limite $E_{\min}$ de l'amplitude minimum admissible est obtenue par égalisation de S_0 à y_2 . Il en résulte :

$$E_{\min} = - S_0 \frac{K - 1}{K} \frac{t_{\max}}{t_r} \quad (1)$$

Fig 3 IV



Remarquons que si le signal initial n'a pas atteint S_0 avant le temps t_0 , les faits se passent différemment : le discriminateur qui détecte le passage à zéro du signal composé sensibilise le circuit qui déclenche ensuite à l'instant de franchissement de S_0 par l'impulsion d'entrée. La précision en temps est alors celle donnée par un circuit à simple seuil c'est-à-dire mauvaise dans le cas présent. Il est clair que la valeur minimum de S_0 est limitée par le bruit de fond, expérimentalement un rapport $S_0/\text{bruit de fond}$ de 2 à 4 conduit à des résultats convenables.

En ce qui concerne l'amplitude maximale admissible par l'appareil, le constructeur préconise qu'au temps t_0 , l'impulsion initiale de temps de montée minimum soit ≥ 1 Volt d'où :

$$E_{\max} = - \frac{t_{\min}}{t_r} \frac{K - 1}{K} \quad 1 \text{ Volt} \quad (2)$$

Chase, dans une étude approfondie, détermine les valeurs optimales des différents paramètres qui régissent le fonctionnement de l'appareil. Les résultats qu'il a obtenus sont les suivants : 0,8 ns de largeur à mi-hauteur du spectre temps avec une diode plane de 8 cm³ et 1,1 ns avec une diode coaxiale de 30 cm³ et cela avec une fenêtre de 40 KeV placée sur la raie de 2,75 MeV du ²⁴Na.

Cette méthode de détermination du temps présente plusieurs avantages : d'une part dans une dynamique de fonctionnement donnée, les erreurs dues aux variations d'amplitude et de temps de montée sont bien compensées, d'autre part, la pente du signal composé au moment du passage à zéro est élevée, ceci est favorable quant à la précision de l'information désirée. Rappelons en effet que la fluctuation σ_t de l'instant de franchissement d'un seuil S par un signal donné est $\sigma_t = \frac{\Delta B}{p}$ où ΔB est le bruit de fond et p la pente du signal en ce point.

La limite principale dans notre cas d'utilisation provient de la dynamique admissible par ce procédé, en effet :

$$E_{\max}/E_{\min} = \frac{t_{\min}}{t_{\max}} \frac{1 \text{ Volt}}{S_0} \quad (3)$$

où t min et t max sont les temps de montée minimum et maximum à l'instant de franchissement du seuil S₀ par l'impulsion initiale. Pratiquement, suivant le bruit de fond, la valeur de S₀ est comprise entre 50 et 100 mV, t min / t max valant 1/2, la dynamique possible se situe donc entre 5 et 10.

IV.2 - Méthode de correction des spectres temps par ordinateur

Constatant que les spectres de temps de coïncidence se déplacent en fonction de l'énergie, nous avons développé une méthode de correction par ordinateur. Nous en exposons le principe pour une loi à une dimension et en appendice, nous présentons le calcul pour une loi à deux paramètres.

Les spectres t des temps expérimentaux en fonction de l'énergie E représentent une distribution de probabilité :

$$p(t, E)$$

Nous introduisons comme loi de correction, une expression de la forme :

$$T = t + \sum_n a_n E^n$$

La minimisation de la variance σ_T^2 de cette nouvelle distribution $p(T, E)$, conduira à la largeur minimum de la courbe temps, mais comme cette expression contient la probabilité d'obtenir E , la loi de correction dépendra alors de la forme du spectre en énergie. Pour s'affranchir de cette contrainte, nous avons préféré remplacer la distribution mesurée $p(t, E)$ par la distribution que l'on obtient en fixant l'énergie E .

$$\text{soit : } p(t : E) = \frac{p(t, E)}{g(E)}$$

Où $g(E)dE$ est la probabilité de mesurer une énergie comprise entre E et $E+dE$.

$$\text{Posons } G(a_1, a_2, \dots, a_n) = \int (\langle T : E \rangle - T)^2 dE$$

$$\text{avec } \bar{T} = \int \langle T : E \rangle dE$$

$$\text{et } \langle T : E \rangle = \int T p(t : E) dt$$

La solution sera donnée par annulation des dérivées partielles par rapport à a_p :

$$\frac{\partial G}{\partial a_p} = 0$$

Dans une expérience de coïncidence γ - γ avec une dynamique élevée, les spectres temps correspondant à des couples d'énergies très différentes ne sont pas centrés sur une même valeur. A l'exploitation des résultats, il faut donc, pour ne pas perdre d'informations, conditionner la lecture de la dimension temps par une fenêtre très large. Le fait de réaligner les spectres par une méthode de ce genre avant l'exploitation des données permet d'améliorer le rapport du nombre des événements vrais à celui des événements fortuits.

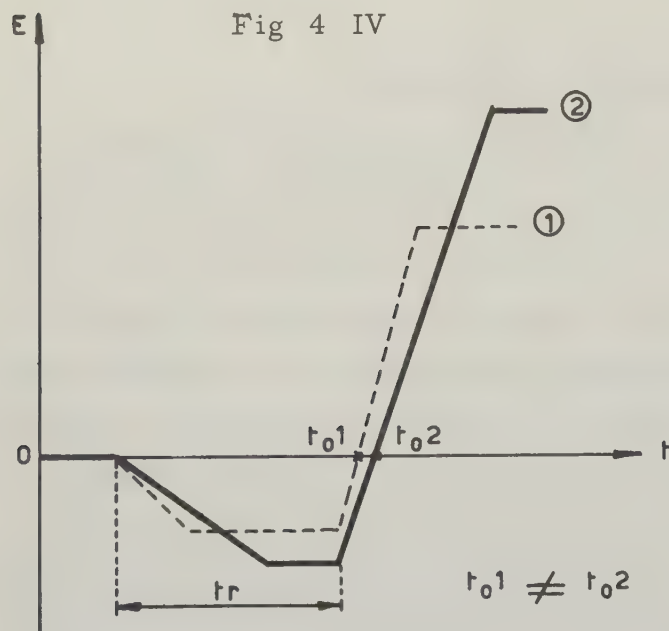
La méthode que nous proposons présente l'intérêt d'effectuer la correction à l'ordre désiré. Elle peut également s'appliquer à la correction de l'élargissement dû aux fluctuations des temps de montée ; ceci implique d'en mesurer la valeur événement par événement. Nous en montrerons les résultats.

IV.3 - Etude du dispositif expérimental de coïncidences

IV.3.1 - Description générale : Pour vérifier notre hypothèse quant à la possibilité de corriger les spectres temps en fonction des temps de montée, nous avons réalisé une expérience avec une source radioactive de ^{60}Co . Le dispositif expérimental est montré sur la figure 6. La voie de référence se compose d'un photomultiplicateur rapide 56 AVP équipé d'un scintillateur plastique de 30 mm d'épaisseur et de diamètre. L'électronique associée comporte un discriminateur de temps et un détecteur de passage à zéro à haute performance. Toutes les informations correspondant à une énergie inférieure à 200 KeV environ étaient rejetées. Le détecteur semi-conducteur est une diode plane de 10 cm^3 pour 10 mm de zone intrinsèque polarisée à 1800 V, sa résolution en énergie est de 2,8 KeV à 1,33 MeV. Le préamplificateur rapide qui lui est associé (temps de montée 6 ns pour une capacité d'entrée nulle) comporte 2 sorties. L'une est utilisée pour analyser l'énergie par l'intermédiaire d'un amplificateur de type 450 ORTEC et d'un codeur analogique digital à 4096 canaux, l'autre attaque les voies de définition du signal temps au nombre de trois. La première se compose d'un amplificateur rapide et d'un discriminateur à fraction constante réglé selon les critères définis précédemment et recommandés par Chase. Dans notre cas, f vaut 20 % et $t_r = 15\text{ ns}$ (notons que $f = 1/K$). Les deux autres possèdent un amplificateur rapide commun et 2 discriminateurs à fraction constante réglés respectivement à $f = 10\text{ %}$ et 30 % avec un retard $t_r = 120\text{ ns}$. Le but de ces deux appareils est de mesurer une fraction du temps de montée des impulsions : 10 % et 30 % de l'amplitude définissent une zone qui encadre bien le point 20 % à partir duquel nous prélevons le signal temps sur la première voie. Le temps t_r a été fixé à 120 ns car, comme on peut le voir sur la figure 4 IV, si $t_r > t_m$ (où t_m est le temps de montée du signal), on peut montrer que :

$$t_o = \frac{t_m}{K} + t_r \quad (4)$$

cette expression dépend effectivement et uniquement de t_m puisque K et t_r sont des constantes.



Les quantités enregistrées simultanément au cours de cette expérience sont donc les suivantes :

- L'énergie $E_D \geq 100$ KeV provenant de la diode Ge (Li)
- Le temps T existant entre les signaux du PM et ceux de la voie diode réglée à 20 % de l'amplitude du signal.
- Le temps de montée T_M entre 10 % à 30 % de cette même impulsion.
- Enfin, le temps $T_{PM-30\%}$ séparant les informations en

provenance du PM et du discriminateur réglé à 30 % sur la voie détecteur semiconducteur. La compensation électronique apportée par un appareil ainsi réglé ne porte que sur l'amplitude et nous avons voulu comparer le spectre $T_{PM-30\%}$ corrigé de T_M par notre méthode de calcul aux différents résultats du spectre T après correction au calculateur.

Ces quatre informations sont enregistrées par un ensemble BK 35 associé à une unité de bande magnétique 7 pistes incrémentale et compatible avec les systèmes I B M [17]. Le rôle essentiel du BK 35 est d'ordonner en série les informations précédemment acquises en parallèle.

Nous avons effectué un certain nombre de contrôles préliminaires pour vérifier la qualité de notre appareillage de mesure des temps de montée.

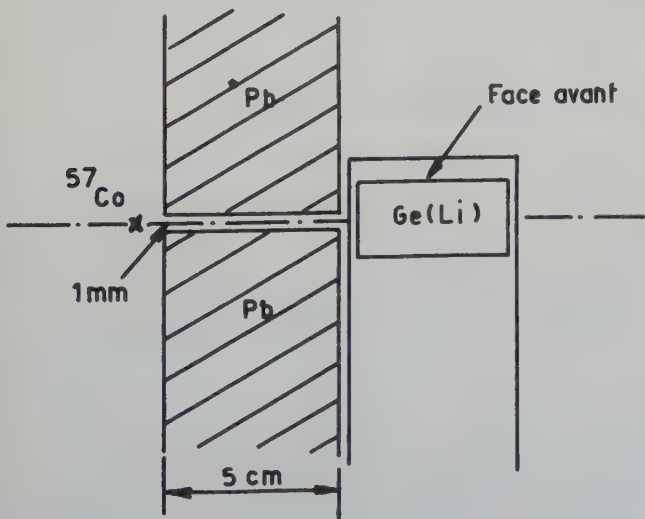
IV.3.2 - Mesures des temps de montée : La figure 7 représente le spectre des temps de montée entre 10 et 40 % de l'amplitude des impulsions délivrées par le détecteur exposé à une source de ^{60}Co . On peut constater que ces temps s'échelonnent entre deux valeurs limites. Nous expliciterons la

façon dont nous avons défini ces limites, et au paragraphe suivant nous proposons une interprétation simple de la forme des spectres de temps de montée.

Nous avons porté sur la figure 8 a le maximum de ce spectre en fonction de la tension de polarisation du détecteur. La courbe obtenue est donc une image qualitative de la vitesse des porteurs dans le germanium en fonction du champ électrique régnant dans la zone intrinsèque. Le résultat est tout à fait en accord avec ceux connus à présent.

Sur la figure 8 b, nous avons porté les limites inférieure et supérieure des temps de montée des signaux délivrés par le détecteur. La limite supérieure résulte de points représentant la mi-hauteur du palier (point A de la figure 7) des spectres mesurés entre 10 % et 20 %, 10 % et 30 %, 10 % et 40 %, 10 % et 50 % de l'amplitude des impulsions. L'extrapolation à 100 % de l'amplitude, de la droite passant par les points expérimentaux, conduit à une valeur d'environ 108 ns pour les temps de montée les plus longs. Cette valeur correspond bien à ce que l'on peut attendre d'une diode compensée sur 10⁵ mm de profondeur compte-tenu de la faible intégration apportée par les circuits rapides.

Pour déterminer la limite inférieure, nous avons exposé le détecteur à une source de ⁵⁷Co suivant la disposition montrée sur la figure 5 IV. Ce corps émet des rayons gamma de basse énergie et nous sélectionnions le pic de 114 KeV par une voie parallèle. A cette énergie, l'effet photoélectrique est le plus probable et l'on pouvait penser en tenant compte de la géométrie utilisée que nous observerions les temps de collection les plus brefs. Pour des fractions d'amplitude identiques à celles déjà fixées dans la mesure précédente,



nous avons porté sur la figure 8 b les maxima des spectres de temps de montée ainsi obtenus. Une droite passant par ces points définit à 100 % de l'amplitude une valeur de 50 ns pour les temps de montée les plus courts.

Fig 5 IV

Ces différents résultats montrent que notre appareillage malgré la faible valeur de la fraction du temps de montée mesurée fournit des mesures satisfaisantes.

IV.3.3 - Résultats et discussion

IV.3.3.1 - Spectres de temps : La figure 9 représente les variations de position et de largeur du spectre T en fonction de l'énergie E_D . Chaque point est tiré d'un spectre correspondant à une fenêtre d'énergie de 40 KeV pour l'énergie la plus élevée et de 100 KeV pour les autres. Dans cette mesure, S_0 valait 80 mV ce qui conduit à des valeurs de E_{min} et E_{max} respectivement égales à 450 mV et 2,64 Volts. La dynamique était de l'ordre de 6, ses valeurs limites correspondaient à des énergies de 280 KeV et 1,32 MeV.

On constate que jusqu'à 300 KeV environ, le spectre temps est très étalé et son déplacement est important. Dans cette zone, nous l'avons signalé précédemment, le signal de temps est donné non pas par le passage à zéro du signal composé mais par le franchissement du seuil S_0 par l'impulsion initiale. Au delà de 300 KeV par contre, le déplacement est ≤ 1 ns. Le spectre T intégré de 100 KeV à 1,33 MeV est montré en 1 de la figure 10, sa résolution est de 2,9 ns. Si l'on exclut les événements correspondant à des énergies < 300 KeV, la largeur à mi-hauteur est de 2,8 ns et la "queue" présente sur le flanc droit disparaît.

Nous avons appliqué aux données expérimentales notre méthode de correction en fonction de l'énergie puis en fonction des temps de montée. Les figures 10 et 11 montrent respectivement le spectre de temps T et la variation de $\bar{T}$ en fonction de l'énergie, avant et après correction à l'ordre 3. Nous constatons que la résolution reste inchangée, par contre sur la figure 11, nous voyons que les spectres sont réalignés, l'écart maximum des valeurs moyennes passe de 32 à 11 canaux soit 1,2 ns. Ce fait entraîne un rétrécissement de 17 % de la base du spectre corrigé présenté sur la figure 10.

Sur la figure 12, nous avons porté $\bar{T}_{PM-30\%}$ en fonction de E_D avec et sans correction au 3ème ordre. Mis à part les deux premiers points

qui correspondent au seuil de fonctionnement de l'appareil, la dispersion des valeurs moyennes n'est que de 1,6 ns. Ce fait confirme bien l'expression (4) du paragraphe IV.3.1 à savoir que la compensation en fonction de l'énergie est faite par l'appareil-même. L'application de la méthode de correction par le calcul n'apporte pratiquement aucune amélioration.

Les figures 13 et 15 montrent, avant et après correction à l'ordre 5 en fonction des temps de montée, les spectres T et T PM-30 %. Sur les figures 14 et 16 sont représentées les variations en temps de leurs valeurs moyennes en fonction de TM. Bien que les écarts soient faibles, les variations de $\bar{T}$ sont significatives et nous ne leur avons pas trouvé d'explications satisfaisantes. La dispersion des valeurs extrêmes est ramenée de 2,2 ns à 1,2 ns ce qui améliore la résolution de T d'environ 10 % : 2,6 ns au lieu de 2,9 ns.

La compensation sur le spectre T PM-30 % en fonction de TM est très nette. La variation des valeurs expérimentales de T PM-30 % se prête bien à une correction par le calcul. L'écart maximum entre les valeurs extrêmes passe de 22,4 ns à 1,4 ns, la résolution en temps est ainsi ramenée de 3,6 à 2,7 ns soit une amélioration de 25 %. Le spectre est symétrisé et la "traînée" visible sur le flanc droit est bien corrigée.

Ces différents résultats montrent que lorsque les amplitudes des signaux sont comprises entre les valeurs de Emin et Emax (paragraphe IV.1.2), le discriminateur à fraction constante compense correctement les variations d'amplitude et de temps de montée. Dans ce cas, une correction supplémentaire par un calcul n'apporte pratiquement aucune amélioration.

Lorsque la dynamique est élevée, il est préférable de doubler la mesure du temps par une mesure des temps de montée. La correction se fait alors en deux étapes : pendant l'expérience les effets d'amplitude sont compensés électroniquement par le dispositif expérimental, l'élargissement dû aux fluctuations des temps de montée étant ensuite corrigé par le calcul. Les résultats obtenus sont tout à fait comparables aux précédents, mais la dynamique est multipliée par deux. En effet, dans l'expression (3) $E_{\max}/E_{\min}$, on supprime avec cette méthode le terme $t_{\min}/t_{\max}$.

Enfin, la figure 17 montre les meilleurs résultats que nous avons obtenus. Elle représente les spectres T et $T_{PM-30\%}$ résultant d'une sélection sur E_D d'une fenêtre de 10 KeV centrée sur 1,33 MeV et sur TM d'une fenêtre de 0,8 ns placée sur le maximum du spectre des temps de montée. La résolution en temps est respectivement de 1,3 et 1,5 ns et la largeur au 1/10 de la hauteur est de 2,7 et 3 ns. Ces valeurs sont légèrement plus élevées que celles obtenues par Chase. Deux raisons peuvent expliquer cela : d'une part, nous avons utilisé des appareils strictement de série alors que Chase utilisait un prototype, d'autre part, dans la résolution en temps, nous n'avons pas chiffré par une mesure entre deux dispositifs semblables, la contribution de la voie de référence.

IV.3.3.2 - Effet des variations des temps de montée sur la résolution en énergie : Nous avons placé sur le spectre des temps de montée une série de fenêtres et pour chacune d'elles, nous avons analysé sur la voie énergie le pic gamma de 1,33 MeV correspondant. En fonction de la position de la fenêtre, nous avons observé un déplacement de 0,7 ‰ de la position du pic et une variation de 20 % de sa largeur à mi-hauteur. Dans chaque cas la statistique dans le pic était supérieure à $2 \cdot 10^3$ coups. La barre d'erreur sur les résultats était suffisamment faible pour que ceux-ci soient significatifs.

Lorsque la raie est analysée sans tenir compte des temps de montée, sa position est celle que l'on obtiendrait si l'on plaçait une fenêtre sur la valeur moyenne des temps de montée.

Nous avons attribué ces variations à l'effet des constantes de temps affichées sur l'amplificateur. Elles étaient de 1 μ s pour l'intégration et 1,5 μ s pour la différentiation. Pour une même énergie déposée, l'amplitude de sortie de l'appareil varie en fonction du temps de montée de l'impulsion d'entrée. Il est clair que suivant l'épaisseur du détecteur employé, les constantes de temps doivent être déterminées avec soin.

IV.3.3.3 - Interprétation des spectres de temps de montée : La figure 18 montre pour 3 valeurs de E_D , des spectres de temps de montée mesurés entre 10 et 30 % de l'amplitude des impulsions. Pour en expliquer les différentes formes en fonction de l'énergie, nous proposons un modèle qui repose sur les hypothèses suivantes :

- La vitesse des deux types de porteurs est identique.

- Les interactions sont distribuées uniformément dans tout le volume du détecteur.

- L'énergie déposée à chaque interaction est la même .

La figure 19 a représente un graphique des temps de collection des charges résultant des interactions a, b, c et d. On voit que les cassures sont distribuées symétriquement par rapport à τ , la moitié se produisent donc à un temps $\leq \tau$. De plus, la pente du signal en ce point est toujours 1/2 si l'on donne à la pente du signal le plus rapide la valeur 1.

N interactions dans le détecteur donnent 2 N cassures dans l'intervalle 0 à 2 τ donc N cassures de 0 à τ . La pente après n cassures sera :

$$p = 1 - \frac{n}{2N}$$

La probabilité d'avoir n cassures au temps t est donnée par la relation :

$$Q(n) = C_N^n \left(\frac{t}{\tau} \right)^n \left(1 - \frac{t}{\tau} \right)^{N-n}$$

Le nombre $\bar{n}$ de cassures au temps t sera alors :

$$\bar{n}(t) = \sum_{n=0}^N n Q(n) \text{ soit } \bar{n} = N \frac{t}{\tau}$$

On peut calculer la variance de la distribution de n au temps t :

$$\sigma^2(n) = N \frac{t}{\tau} \left(1 - \frac{t}{\tau} \right)$$

On peut effectuer un calcul semblable en ce qui concerne la pente du signal au temps t :

$$\bar{p}(t) = \sum_{n=0}^N p Q(n) = 1 - \frac{t}{2\tau}$$

$$\text{et } \sigma^2(p) = \overline{p^2} - \bar{p}^2 = \frac{t}{4N\tau} \left(1 - \frac{t}{\tau} \right)$$

Pour différentes valeurs du nombre d'interactions N, nous avons porté sur la fig 19 b la distribution des temps de montée t_m au temps $t = \tau/2$. Cette distribution se déduit de la loi de probabilité $Q(n)$ sachant que :

$t_m = 1/p$ où $p = 1 - \frac{n}{2N}$ représente la pente du signal après n cassures. La pente varie entre 1 et 1/2 ce qui définit pour t_m les limites

1 et 2. Le tableau II représente quelques valeurs portées sur la figure 19 b

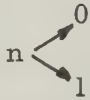
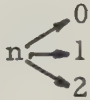
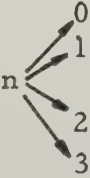
Nb d'interactions N	Nb de cassures possibles au temps $t = \tau/2$	p	$Q(n)$	$1/p$
N = 1		1	1/2	1
		1/2	1/2	2
N = 2		1	1/4	1
		3/4	1/2	4/3
		1/2	1/4	2
N = 3		1	1/8	1
		5/6	3/8	6/5
		4/6	3/8	6/4
		1/2	1/8	2

Tableau II

Notre modèle est trop simple et nos hypothèses de départ trop grossières pour rendre compte du phénomène. Néanmoins, il est possible d'en tirer quelques déductions. A faible énergie où l'absorption par effet photoélectrique est prépondérante, les interactions sont simples et les temps de montée sont distribués uniformément entre deux valeurs limites. Lorsque l'énergie du gamma incident augmente, les interactions multiples sont les plus probables et le spectre présente alors un maximum d'autant plus accentué que le nombre N d'interactions est grand. On peut remarquer que les maxima sont centrés sur une même valeur qui n'est pas la moyenne entre 1 et 2. Qualitativement c'est la forme des spectres que nous mesurons et cette analyse est en accord avec celle de Strauss [18] .

V - ETUDE DE LA REACTION $^{64}\text{Ni} (n, \gamma) ^{65}\text{Ni}$

V.1. - Description générale

Nous avons, sur le canal horizontal H 6 de la pile EL₃ de Saclay, étudié la réaction $^{64}\text{Ni} (n, \gamma) ^{65}\text{Ni}$. Nous avons enregistré simultanément les spectres simple, anticompton, de paires et de coïncidences $\gamma - \gamma$.

Le faisceau de neutrons est diffracté par un monocristal de plomb donnant une raie réfléchie de neutrons d'énergie 0,06 eV dont l'intensité est de $6 \cdot 10^6 \text{ n/cm}^2/\text{s}$. Ce faisceau passe à travers une collimation cylindrique composée de LiF fritté et à l'endroit de la cible, sur une longueur de 10 cm, de ^6LiF fritté de 5 mm d'épaisseur. Le bruit de fond dû à la diffusion par l'air et par la cible se trouve ainsi considérablement diminué.

La cible est constituée par un cylindre de graphite de pureté nucléaire contenant sous forme d'oxyde 6 g de ^{64}Ni enrichi à 89,8 %. Les différents détecteurs sont protégés de tous côtés du bruit de fond ambiant par une épaisseur de 10 cm de plomb usiné spécialement à cet effet.

Les énergies et intensités γ proviennent des spectres simples anticompton et de paires acquis à l'aide de l'appareillage décrit au chapitre III. Nous disposions pour l'expérience de coïncidences de deux diodes Ge (Li) planes de 12 cm^3 environ pour 10 mm d'épaisseur compensée. Les énergies E_1 et E_2 délivrées par chacun des détecteurs étaient codées en 4096 canaux, le temps T séparant l'instant de détection de ces 2 événements l'était en 512. Nous n'enregistrons pas les temps de montée, ce sont les conclusions tirées de cette expérience qui nous ont poussé à faire l'étude décrite au chapitre IV. Les signaux destinés aux mesures de temps étaient délivrés par des discriminateurs à fraction constante réglés pour une compensation simultanée des variations d'amplitude et de temps de montée. Dans ce cas, la plage de fonctionnement correct de ces appareils correspondait à une dynamique de 7. Le système d'acquisition comportait un B K 35 associé à une platine magnétique incrémentale. La durée de l'expérience, de l'ordre de 40 jours, nous a imposé l'utilisation pour chaque détecteur d'un ensemble de stabilisation. Nous avons utilisé pour ce faire la raie γ de 511 KeV et celle de 7,367 MeV du Pb déjà évoquées au paragraphe III. 1.

Quatre discriminateurs à bande permettaient de les sélectionner. Les trois codeurs analogiques digitaux fonctionnaient en coïncidence, l'ordre approprié étant produit à partir de la voie temps.

V.2 - Traitement des données expérimentales

La calibration en énergie du détecteur anticompton et de paires ainsi que sa courbe d'efficacité ont été déterminées par la réaction $^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$. Les énergies et intensités gamma de ce corps sont connues avec une bonne précision [19] ce qui en fait actuellement un corps de référence.

Les raies γ ont été analysées au moyen d'un programme mis au point par J.A. HARVEY [20] et adapté au système de visualisation du calculateur I B M 360-91.

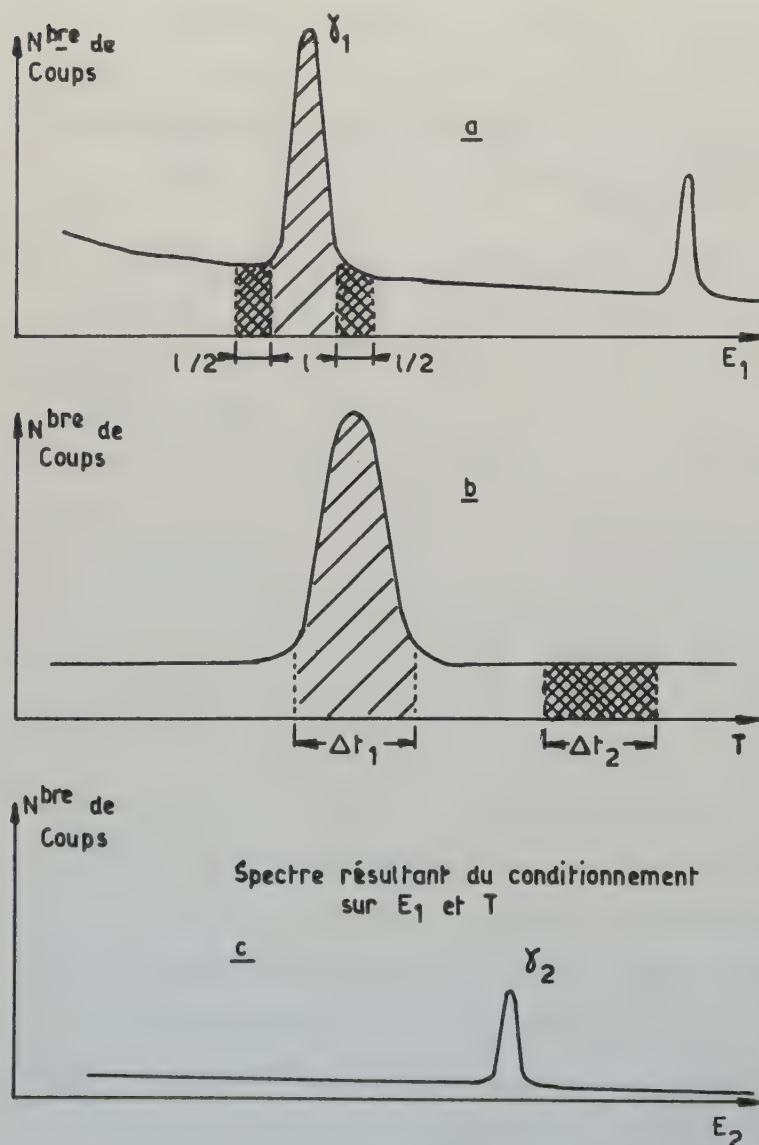


Fig 1 V

La figure 1 V représente schématiquement les données expérimentales obtenues en coïncidence. Le traitement que nous leur appliquons est le suivant : nous plaçons une fenêtre de largeur l sur une raie γ_1 du spectre E_1 , une fenêtre Δt_1 sur le spectre de temps T puis nous observons sur E_2 le spectre résultant de ce conditionnement.

Remarquons que le spectre E_2 comporte outre les événements relatifs à la cascade $\gamma_1 - \gamma_2$ figurée ici, les événements fortuits et les événements provenant d'interactions compton de gamma d'énergie plus élevée. Il s'agit donc d'éliminer du spectre E_2 toutes les informations étrangères à la cascade $\gamma_1 - \gamma_2$.

La correction relative aux événements compton est obtenue par application de la méthode de la double fenêtre. Celles-ci de largeur $1/2$ sont placées de part et d'autre de la raie γ_1 .

Pour des énergies γ variant de 150 KeV à 6 MeV, nous avons obtenu une résolution en temps de 16 ns. Nous avons appliqué au spectre T une correction à l'ordre 3 en fonction des énergies E_1 et E_2 . Ceci étant, nous définissons ensuite les limites de la fenêtre Δt_1 (figure 1 V b) par optimisation du rapport événements vrais/événements fortuits. La contribution des événements fortuits dans le spectre E_2 est enfin corrigée par soustraction d'un spectre E_2 (fortuit) correspondant à une fenêtre de temps Δt_2 de largeur identique à Δt_1 .

L'amélioration consécutive au traitement du spectre T en fonction des énergies est de 10 % sur la résolution en temps et de 20 % sur le rapport signal/événements fortuits.

V.3 - Résultats et discussion

La liste des énergies mesurées des rayons γ du ^{65}Ni ainsi que leurs intensités relatives sont représentées sur le tableau III. La précision des mesures est meilleure à haute énergie, cela provient du fait que nous observons toute la dynamique sur 4096 canaux. A basse énergie, malgré un étalonnage complémentaire avec des sources radioactives, les raies sont définies par trop peu de canaux pour que la précision sur leur énergie soit bonne.

Sur 39 raies analysées, 22 ont été placées dans le schéma de désexcitation présenté sur la figure 20. Celui-ci a été construit à la fois par le principe de Ritz et à l'aide des résultats provenant de l'expérience de coïncidences. La figure 21 représente les différentes cascades observées en coïncidence. Dans chaque cas, la raie γ portée en trait gras est celle sur laquelle nous avons placé la fenêtre de conditionnement en énergie, les autres sont celles observées en coïncidence sur le détecteur opposé. Trois niveaux à 311 KeV, 693 KeV et 1418 KeV ont ainsi été déterminés. Un seuil sur la voie énergie nous a masqué le niveau à 64 KeV mais celui-ci se déduit de l'exemple n°1 de la figure 21 connaissant l'énergie de liaison Bn et les niveaux à 311 et 693 KeV. En dehors des quatre transitions de

TABLEAU III
Energies gamma du ^{65}Ni

E KeV	ΔE KeV	I (valeurs relatives)
140,4	4	
197,6	1	8,2
202,7	1	2
247,1	2	2,2
311,2	0,5	115
382,2	2	3,5
629,0	0,5	24
692,5	0,5	16
787,3	1	0,2
836,7	2	0,7
1014,5	1	0,2
1043,8	0,5	0,5
1107,2	0,5	7
1345,3	1	0,6
1418,0	0,25	0,2
1454,5	1	0,2
1553,7	3	0,2
1588,3	2	0,2
1610,2	1	0,3
1632,7	0,5	0,3
1810,6	2	
1832,5	2	
2012,9	1	0,3
2082,9	0,5	1
2096,4	0,5	0,4
2146,6	0,5	0,7
2400,6	0,25	0,6
2453,5	2	
2647,6	0,5	0,3
2819,4	1	0,3
3386,2	0,25	1,2
3773,6	0,5	0,5
3951,1	0,25	1,5
4178,2	0,5	0,2
4680,0	0,5	5,4
4918,9	2	0,2
5405,4	0,25	13
5787,4	0,25	32
6034,3	0,25	100

basse énergie situées sur un fond compton très important, toutes les cascades mettant en jeu des raies γ d'intensité relative supérieure à 1,5 % ont été observées. A titre indicatif, dans l'exemple n°6 de la figure 21, nous avons une cascade 4680 KeV $\rightarrow$ 1107 KeV. Des 4000 événements que comporte cette dernière raie au moment du conditionnement, 30 seulement correspondent à cette cascade et constituent la raie de 4680 KeV observée sur le détecteur opposé. Les autres sont dispersés à énergie plus basse et correspondent à des interactions compton.

Les différentes combinaisons $\gamma - \gamma$ possibles compte tenu de la précision en énergie, conduisent à attribuer à l'énergie de liaison Bn la valeur la plus probable de 6098, 3 KeV $\pm$ 0,3 KeV. En voici quelques exemples :

Energie des transitions en KeV corrigées du recul du noyau		Somme
6034,5 + 64	=	6098,5
5787,6 + 311,2	=	6098,8
5405,6 + 692,5	=	6098,1
4680,1 + 1418,0	=	6098,1
3386,3 + 2400,6 + 311,2	=	6098,1
3386,3 + 2647,6 + 64	=	6097,9

Les résultats actuellement connus sur le ^{65}Ni ont été obtenus par réaction (d, p) [21], [22], [23]. Sur le tableau IV nous avons porté les valeurs des premiers niveaux déterminés par [21], [23] et nous-mêmes. On peut constater qu'elles sont en bon accord.

Ce travail (n, γ)	M.I.T [23] (d, p)	T E E et col [21] (d, p)
64	63	62
311	311	309
693	691	686
	1017	1013
1418	1417	1415
1921	1923	1915
2147	2148	2139
		2293
		2312
2325	2340	2330
		2505
2712	2795	2785

Tableau IV : Energie en KeV des premiers niveaux du ^{65}Ni .

Dans le cas des expériences (d, p) il a été observé aux environs de 1015 KeV un niveau que nous n'avons pas déterminé. Il correspond peut-être à la transition de 1014,5 KeV que nous avons observée mais nous ne l'avons pas porté car nous n'avons aucun renseignement sur la façon dont il est peuplé.

Par contre, à 2712 KeV, nous avons fait figurer un niveau qui n'a pas été détecté par les auteurs précédemment cités. Il est alimenté par une transition de 3386,2 KeV et sa désexcitation peut se faire par deux voies possibles. Ces faits le font apparaître comme tout à fait probable.

Dans notre expérience, l'optimisation par le calcul du rapport événements vrais/événements fortuits, de même que l'amélioration de la résolution en temps par un traitement en fonction des énergies n'influencent pas de façon concrète les résultats finals. Si la méthode n'est pas à mettre en doute, dans notre cas elle porte sur des résultats dont la statistique est trop faible pour conduire à une amélioration significative. Pour cette même raison, il est exclu d'aborder les problèmes relatifs aux rapports d'embranchement des différents modes de désexcitation d'un niveau donné.

IV - CONCLUSION

Pour l'établissement d'un schéma de désexcitation, l'observation de cascade γ - γ par des mesures de coïncidences apporte une bonne sécurité dans l'emploi du principe de Ritz. C'est ainsi que nous avons construit le schéma proposé pour le ^{65}Ni . Nous y avons placé plus de la moitié des transitions déterminées ; les niveaux qui y figurent sont en bon accord avec ceux actuellement connus et obtenus par la réaction (d, p).

Avec les détecteurs au germanium, l'une des principales difficultés rencontrées dans les mesures de coïncidences réside dans la détermination de l'instant origine de l'interaction. Pour une faible dynamique en énergie, le problème est bien résolu par le principe de la discrimination à fraction constante. Par contre, dans le cas d'expériences par réaction (n, γ), la dynamique étant élevée, la méthode de mesure du temps que nous proposons est préférable. Dans cette méthode, les sources d'erreurs sur la détermination de l'instant d'interaction sont traitées en deux étapes suivant leur nature :

- Celles dûes aux variations de l'amplitude du signal sont compensées par l'appareil lui-même moyennant un réglage particulier.

- Les erreurs introduites par la fluctuation des temps de montée sont corrigées ensuite par un calcul. Cela nécessite, comme nous l'avons fait, de mesurer le temps de montée pour chaque évènement.

La faible efficacité des détecteurs au germanium introduit également une limitation dans ce type de mesures. Dans notre cas, pour des transitions peu intenses, la statistique acquise a été parfois trop faible pour conclure à l'existence d'un niveau. Pour pallier cet inconvénient, et d'une façon plus générale lorsqu'on ne peut plus augmenter l'angle solide de détection il faut accroître l'activité de la source. Cependant, cette solution est au détriment du rapport des évènements vrais aux évènements fortuits ; dans ce cas, notre méthode est intéressante dans la mesure où elle apporte une amélioration de la résolution en temps.

ANNEXE

DEVELOPPEMENT DU CALCUL D'UNE LOI DE CORRECTION A DEUX PARAMETRES

Soit une mesure d'une distribution $p(t, E_1, E_2) \Delta t \cdot \Delta E_1 \cdot \Delta E_2$
où t est le temps mesuré, E_1 et E_2 les énergies correspondant aux
détecteurs D_1 et D_2 .

On cherche à effectuer une correction de la distribution

$$h(t) = \int p(t, E_1, E_2) dE_1 dE_2$$

de telle façon que

$$\int T p(t : E_1 \text{ et } E_2) dt = \langle T : E_1 \text{ et } E_2 \rangle$$

varie le moins possible en fonction de E_1 et E_2 .

Dans cette expression, $p(t : E_1 \text{ et } E_2)$ est la probabilité d'obtenir t pour
 E_1 et E_2 fixées c'est à dire :

$$p(t : E_1 \text{ et } E_2) = \frac{p(t, E_1, E_2)}{g(E_1, E_2)}$$

avec

$$g(E_1, E_2) = \int p(t, E_1, E_2) dt$$

De plus, on s'impose une correction de la forme

$$T = t + \sum_n a_n f^n(E_1) + b_n f^n(E_2)$$

$f^n(E_1)$ et $f^n(E_2)$ sont les polynômes qui seront définis au cours du calcul.

Posons

$$G(a_1, a_2, \dots, a_x, b_1, b_2, \dots, b_x) = \int (\langle T : E_1 \text{ et } E_2 \rangle - \bar{T})^2 dE_1 dE_2$$

avec

$$\bar{T} = \int \langle T : E_1 \text{ et } E_2 \rangle dE_1 dE_2$$

La solution du problème s'écrit :

$$\textcircled{1} \quad \left| \begin{array}{l} \frac{\partial G}{\partial a_p} = 0 \\ \frac{\partial G}{\partial b_q} = 0 \end{array} \right.$$

Le système ① s'écrit alors

$$\textcircled{2} \quad \left| \begin{aligned} & \int \left(\frac{\partial \langle T : E_1 \text{ et } E_2 \rangle}{\partial a p} - \frac{\partial \overset{*}{T}}{\partial a p} \right) (\langle T : E_1 \text{ et } E_2 \rangle - \overset{*}{T}) dE_1 dE_2 = 0 \\ & \int \left(\frac{\partial \langle T : E_1 \text{ et } E_2 \rangle}{\partial b q} - \frac{\partial \overset{*}{T}}{\partial b q} \right) (\langle T : E_1 \text{ et } E_2 \rangle - \overset{*}{T}) dE_1 dE_2 = 0 \end{aligned} \right.$$

Il faut maintenant exprimer les quantités

$$\frac{\partial \langle T : E_1 \text{ et } E_2 \rangle}{\partial a p} \quad \text{et} \quad \frac{\partial \overset{*}{T}}{\partial a p}$$

en utilisant la forme explicite de T par rapport à t, E₁ et E₂.

On a vu que : $\langle T : E_1 \text{ et } E_2 \rangle = \frac{1}{g(E_1, E_2)} \int T p(t, E_1, E_2) dt$
d'où l'on déduit :

$$\langle T : E_1 \text{ et } E_2 \rangle = \left(\frac{1}{g(E_1, E_2)} \int t p(t, E_1, E_2) dt \right) + \sum_n a_n f^n(E_1) + b_n f^n(E_2)$$

d'où $\frac{\partial \langle T : E_1 \text{ et } E_2 \rangle}{\partial a p} = f^p(E_1) \quad \text{et} \quad \frac{\partial \langle T : E_1 \text{ et } E_2 \rangle}{\partial b q} = f^q(E_2)$

$$\frac{\partial \overset{*}{T}}{\partial a p} = \frac{\partial}{\partial a p} \left[\int \langle T : E_1, E_2 \rangle dE_1 dE_2 \right] = \int \frac{\partial \langle T : E_1 \text{ et } E_2 \rangle}{\partial a p} dE_1 dE_2$$

$$\frac{\partial \overset{*}{T}}{\partial a p} = \int f^p(E_1) dE_1 dE_2 = \overset{*}{f}^p$$

de même

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial b_q} = \int f^q(E_2) dE_1 dE_2 = \bar{f}^q$$

Le système (2) s'écrit donc

$$\left| \begin{array}{l} \int (f^p(E_1) - \bar{f}^p) \langle T : E_1 \text{ et } E_2 \rangle - \bar{T} \rangle dE_1 dE_2 = 0 \\ \int (f^q(E_2) - \bar{f}^q) \langle T : E_1 \text{ et } E_2 \rangle - \bar{T} \rangle dE_1 dE_2 = 0 \end{array} \right.$$

soit en développant

$$\int (f^p(E_1) - \bar{f}^p) \langle T : E_1 \text{ et } E_2 \rangle dE_1 dE_2 - \bar{T} \int (f^p(E_1) - \bar{f}^p) dE_1 dE_2$$

La deuxième intégrale est nulle d'après la définition de $\bar{f}^p$

d'où

$$\textcircled{3} \left| \begin{array}{l} \int (f^p(E_1) - \bar{f}^p) \langle T : E_1 \text{ et } E_2 \rangle dE_1 dE_2 = 0 \\ \int (f^q(E_1) - \bar{f}^q) \langle T : E_1 \text{ et } E_2 \rangle dE_1 dE_2 = 0 \end{array} \right.$$

Remplaçons maintenant $\langle T : E_1 \text{ et } E_2 \rangle$ par son expression et développons.

Il vient alors pour la première équation :

$$\begin{aligned} \int (f^p(E_1) - \bar{f}^p) r \frac{p(r, E_1, E_2)}{g(E_1, E_2)} dr dE_1 dE_2 &= \sum_n a_n \int (f^p(E_1) - \bar{f}^p) f^n(E_1) \frac{p(r, E_1, E_2)}{g(E_1, E_2)} dr dE_1 dE_2 \\ &+ b_n \int (f^p(E_1) - \bar{f}^p) f^n(E_2) \frac{p(r, E_1, E_2)}{g(E_1, E_2)} dr dE_1 dE_2 \end{aligned}$$

Ce qui donne après simplification du second membre :

$$\textcircled{4} \quad \left| \begin{aligned} \int (f^p(E_1) - \bar{f}^p) \frac{p(t, E_1, E_2)}{q(E_1, E_2)} dt dE_1 dE_2 &= \sum_n a_n \int (f^p(E_1) - \bar{f}^p) f^n(E_1) dE_1 \\ \int (f^q(E_2) - \bar{f}^q) \frac{p(t, E_1, E_2)}{q(E_1, E_2)} dt dE_1 dE_2 &= \sum_n b_n \int (f^q(E_2) - \bar{f}^q) f^n(E_2) dE_2 \end{aligned} \right.$$

Si l'on choisit des polynômes orthogonaux tels que :

$$\int f^n(x) f^q(x) dx = \delta_{n,q} \quad \text{sauf pour } n \text{ ou } q = 0$$

En appliquant ces polynômes pour notre formule de correction, il vient

$$\bar{f}^p = \int f^p(E_1) dE_1 dE_2 = \int f^p(E_1) dE_1 = 0$$

et

$$\int (f^p(E_1) - \bar{f}^p) f^n(E_1) dE_1 = \int f^p(E_1) f^n(E_1) dE_1 = \delta_{n,p}$$

Le système $\textcircled{4}$ s'écrit alors finalement

$$\begin{aligned} \int f^p(E_1) \frac{p(t, E_1, E_2)}{q(E_1, E_2)} dt dE_1 dE_2 &= a_p \\ \int f^q(E_2) \frac{p(t, E_1, E_2)}{q(E_1, E_2)} dt dE_1 dE_2 &= b_q \end{aligned}$$

Physiquement, ce calcul revient à lisser par moindre carré la surface $T : E_1, E_2$ à l'aide des polynômes orthogonaux $f^n(E_1)$ et $f^n(E_2)$.

- REFERENCES -

- 1 SAMAMA R., CARLOS P., GIRARD J., MAIER B.P. et PERRIN G.
C.R. Acad. Sc. Paris, Août 1968, 267, 424
- 2 GIRARD J., SAMAMA R., CARLOS P., MAIER B.P. et PERRIN G.
Rev. Phys. Appliquée, Juin 1969, 4, 261
- 3 GEDCKE D.A., Mc DONALD W. J.
Nucl. Instr. and Methods, 1967, 55, 377
- 4 CHASE R.L.
Rev. Sci. Instr. Sept 1968, 39 : 9 , 1318
- 5 BERTOLINI G. and COCHE A.
Semiconductor Detectors, 372
- 6 CAVALLERI G., FABRI G., GATTI E. et SVELTO V.
Nucl. Inst. and Methods, 1963, 21, 177
- 7 PIGNERET J., SAMUELLI J.J. et SARAZIN A.
IEEE Trans. Nucl. Science, 1966, NS 13 n°3, 306
- 8 RADEKA V.
Conf. de Versailles, 1968, 1, 46
- 9 BLALOCK T.V.
IEEE Trans. Nucl. Science, 1964, NS 11 n°3, 365
- 10 FERRARI A.M.R., FAIRSTEIN E.
Nucl. Inst. and Methods, 1968, 63, 218

- 11 RICHARD ET MALOEUVRE
Note interne CEA : DEG/EI/R - 2689
- 12 FOUAN J. P., PASSERIEUX J. P.
Nucl. Inst. and Methods, 1968, 62, 327
- 13 GORNI S., HOCHNER G., NADAV E. et ZMORA H.
Nucl. Inst. and Methods, 1967, 53, 349
- 14 VAN ZURK R. et MOUGIN A.
Note CEA - N, Juin 1970, n° 1334
- 15 GRENIER G., NIERAT G., POUSSIER C., PIGNERET J. et SAMUELLI J. J.
Nucl. Instr. and Methods, 1969, 75, 240
- 16 VOJNOVIC B.
Conf. de Versailles, 1968, 1, 59
- 17 SIGNARBIEUX C., RIBRAG M. et RICHARD J. P.
Conf. de Strasbourg, 1968
- 18 STRAUSS M. G., LARSEN R. N., SIFTER L. L.
I E E E Trans. Nucl. Sci., 1966, NS-13-3, 265
- 19 GREENWOOD R. C.
Phys. Letters, Août 1968, 27 B 5, 274
- 20 HARVEY J. A. et al
O R N L 4082
- 21 TEE R. G. et ASPINALL A.
Nucl. Phys., 1967, A 98, 417
- 22 FULMER R. H. et Mc CARTHY A. L.
Phys. Rev., 1963, 131, 2133
- 23 M.I.T., L N S Progress Report (1st May 1962) O N R Generator Group.

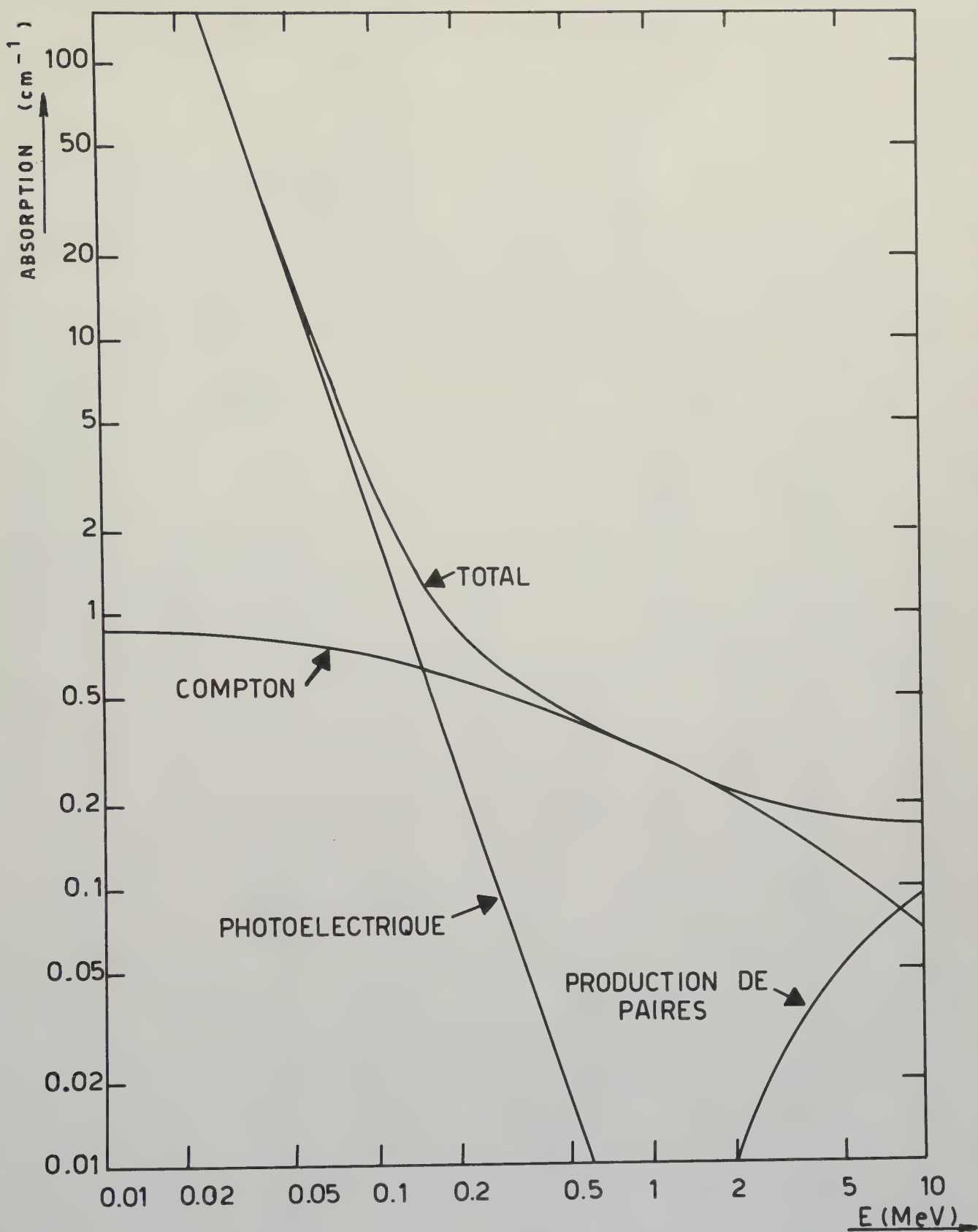


FIGURE 1

COEFFICIENTS D'ABSORPTION DES PHOTONS γ
DANS LE GERMANIUM

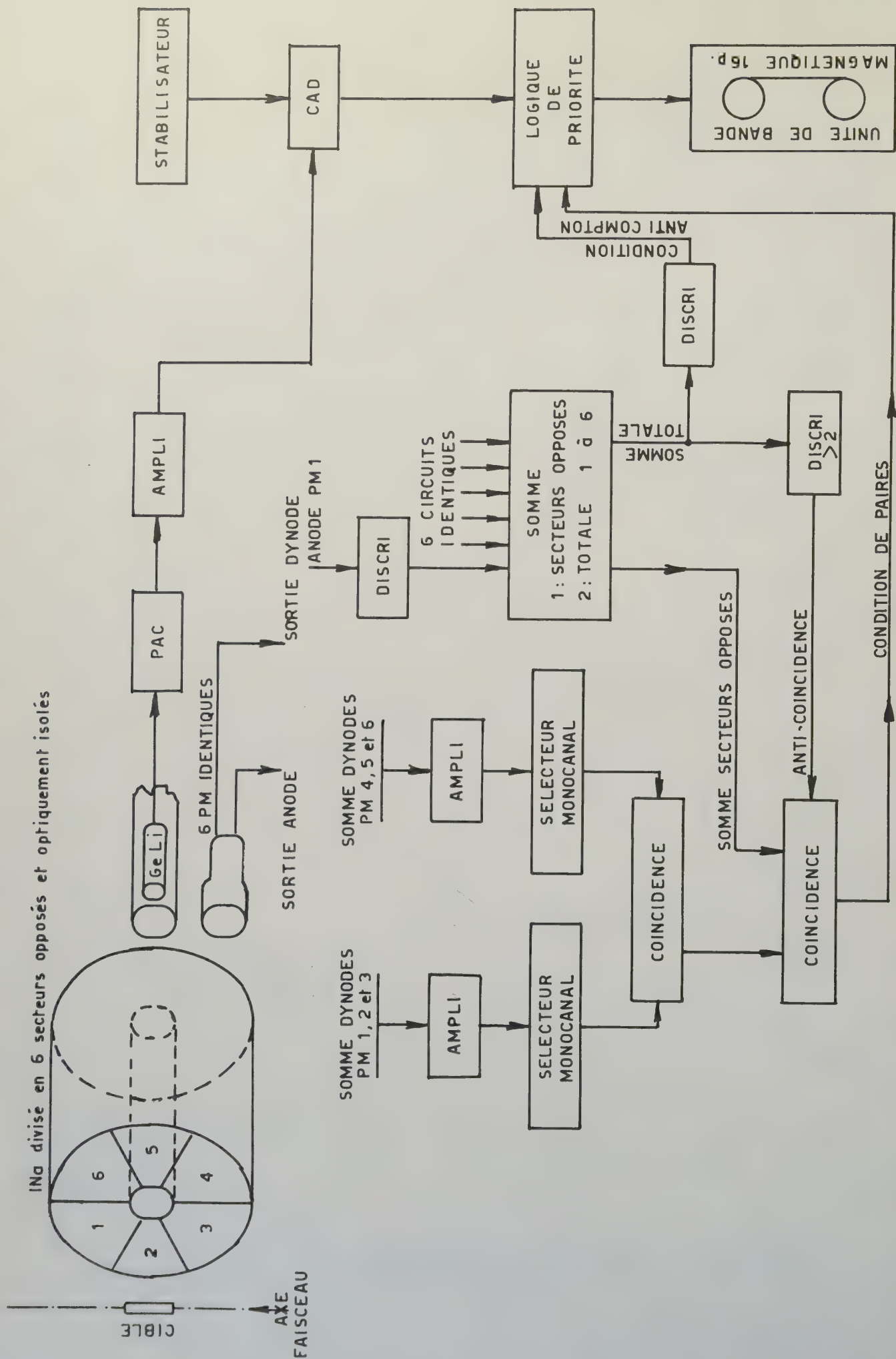


FIGURE 2

DIAGRAMME DETECTEUR DE PAIRES ET ANTI COMPTON

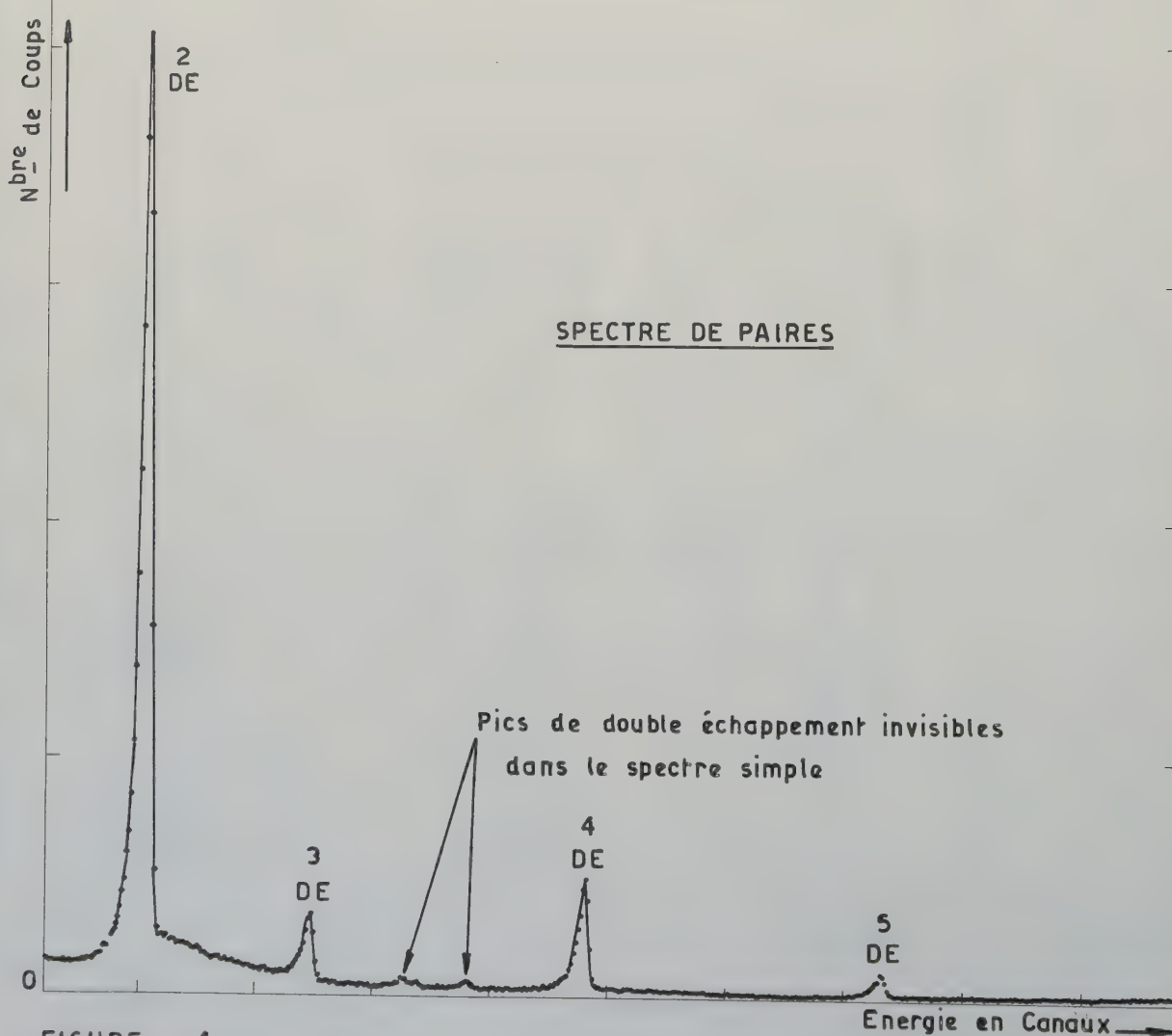
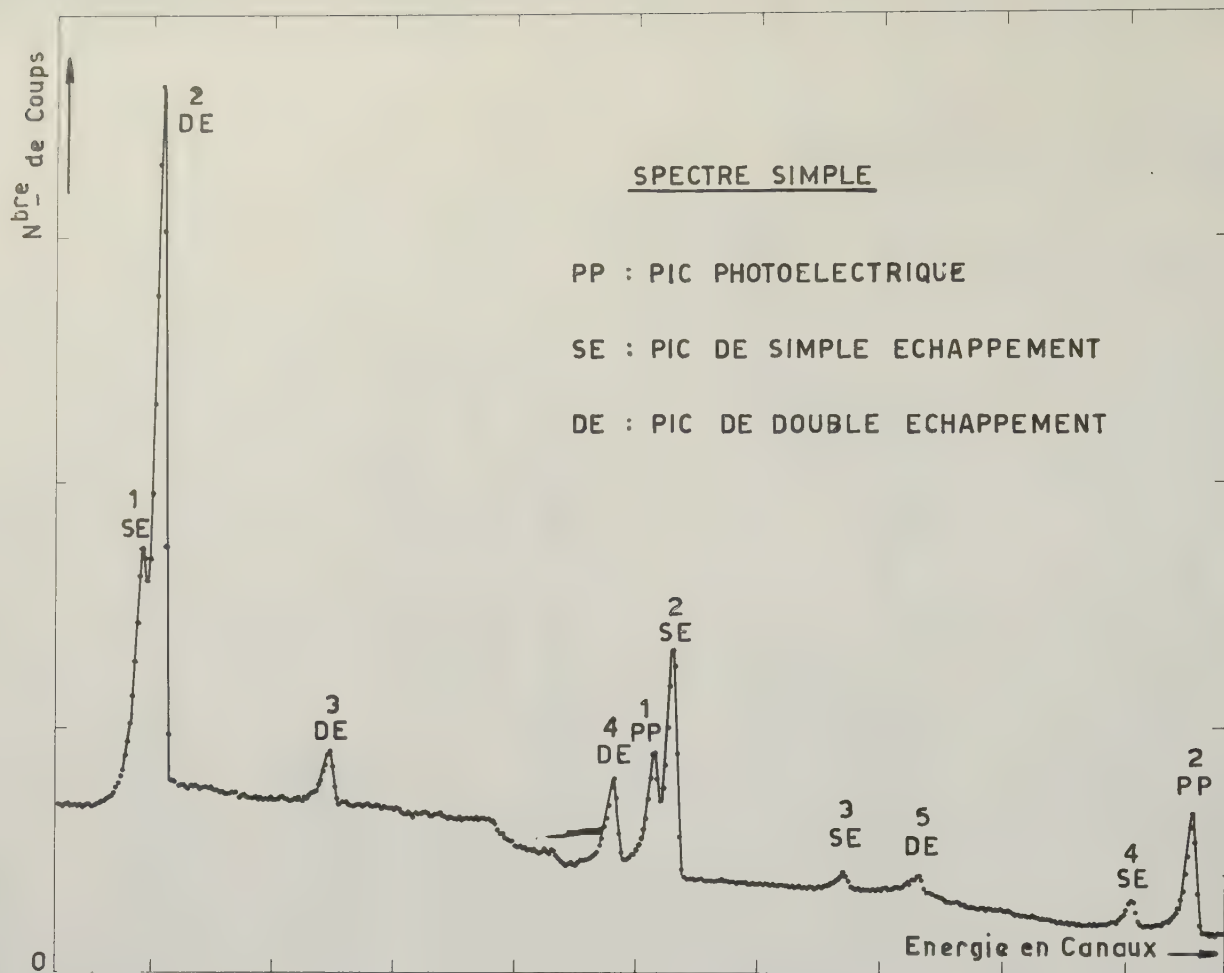


FIGURE 4

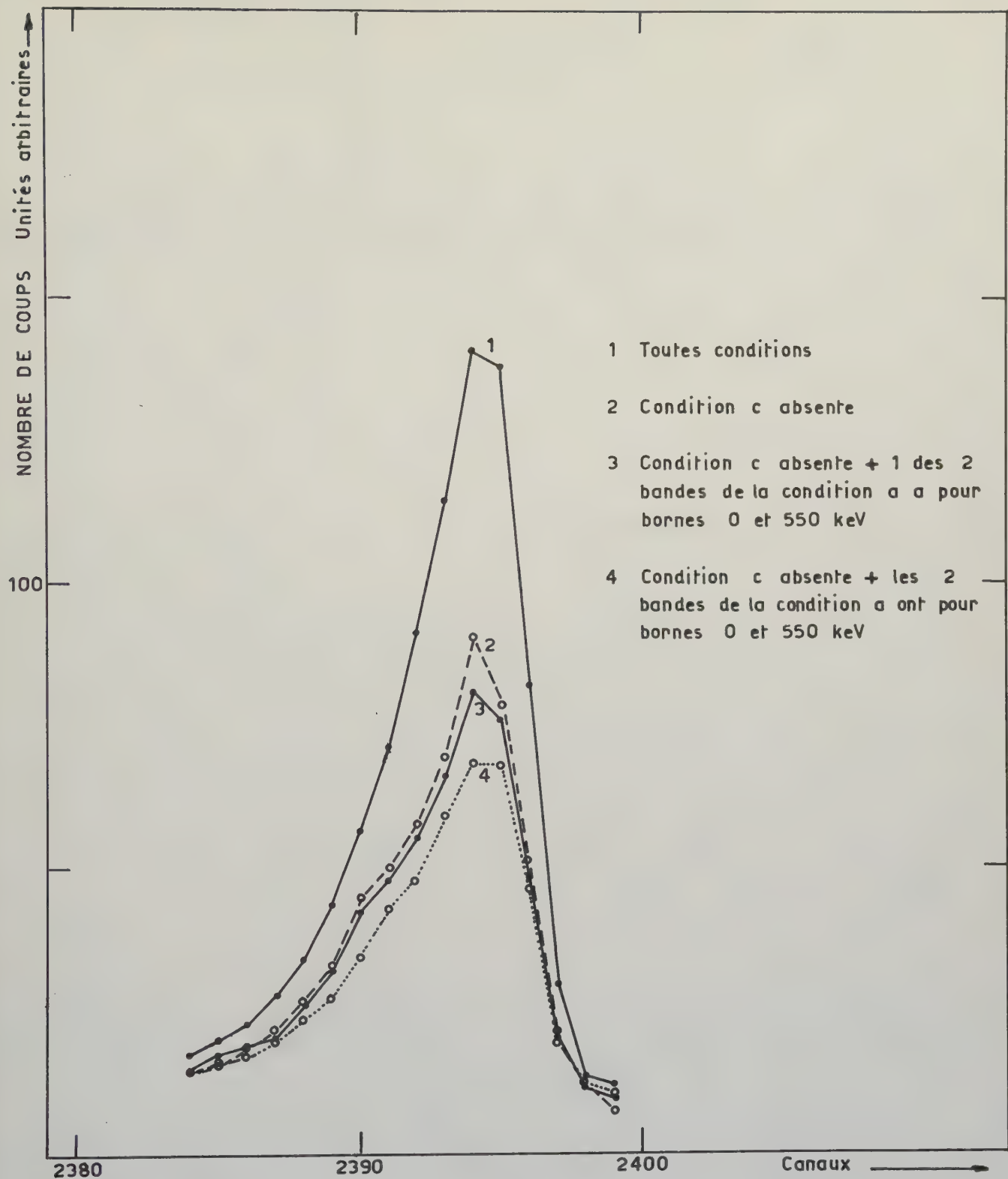
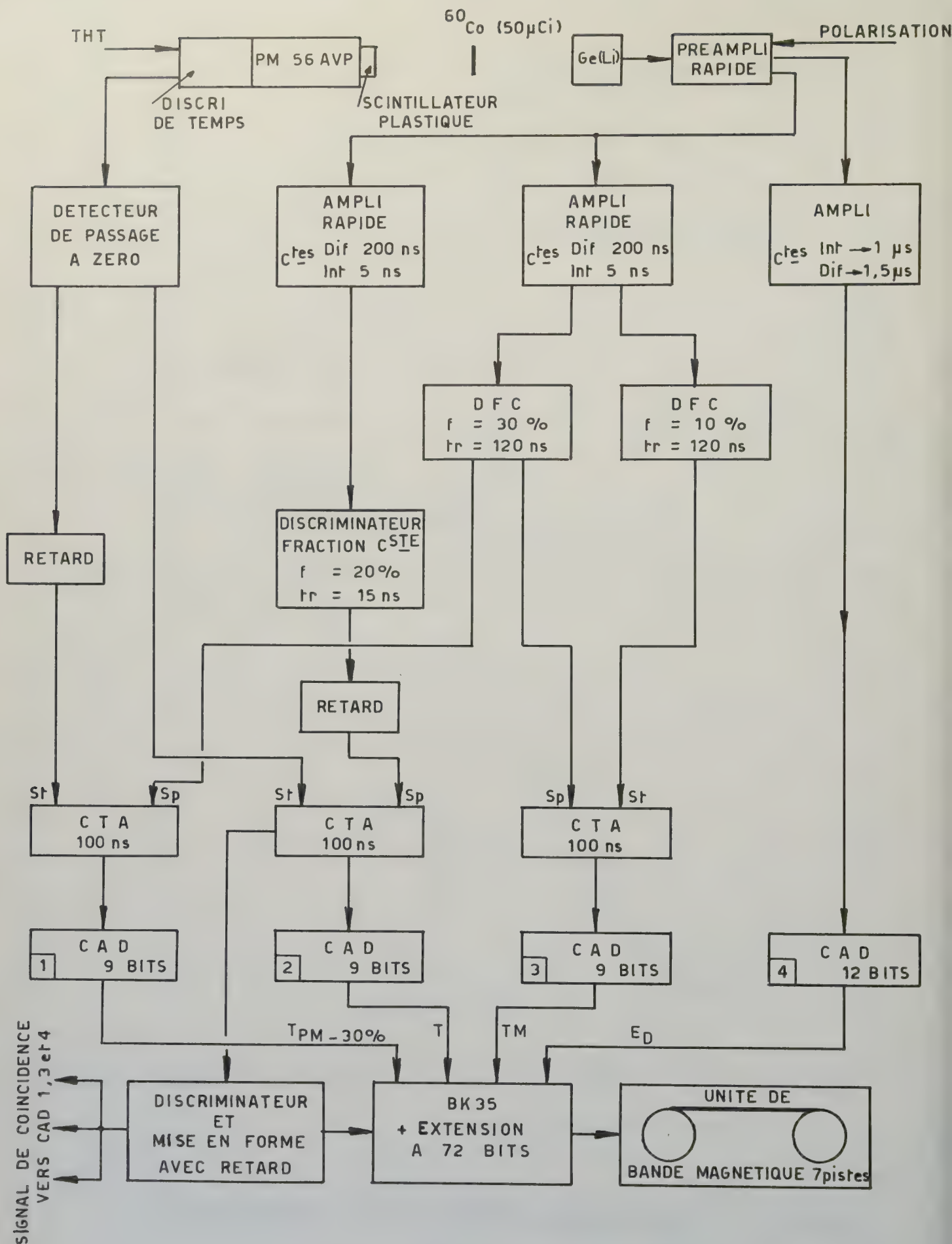


FIGURE 5 RAIE DE DOUBLE ECHAPPEMENT DE 6.835 MeV DU ^{63}Ni
BRUIT DE FOND NORMALISE



DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE COINCIDENCES
SUR LE ^{60}Co

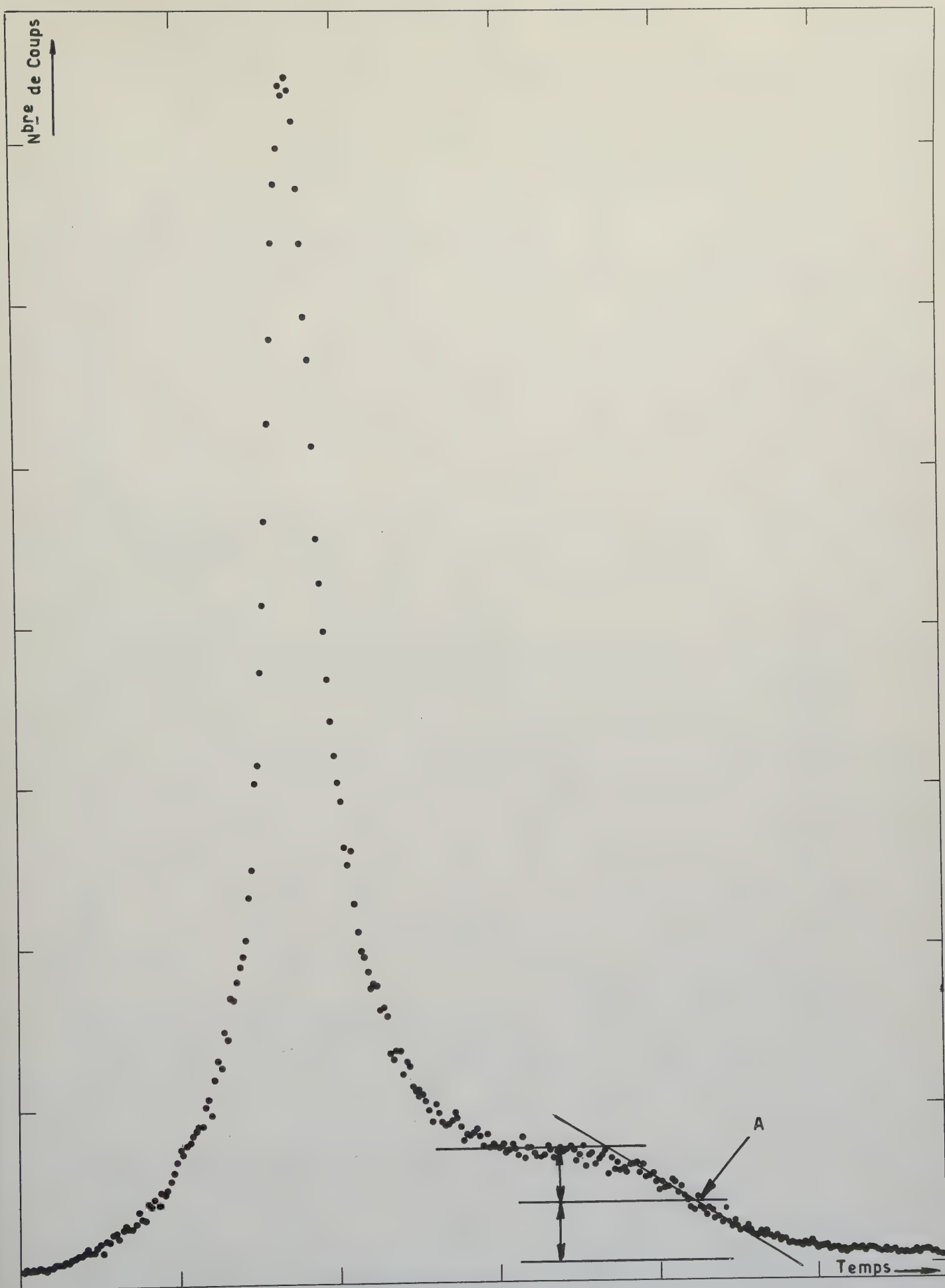


FIGURE 7 DISTRIBUTION DES TEMPS DE MONTEE DE 10 A 40 % DE L'AMPLITUDE
DES IMPULSIONS DELIVREES PAR LE DETECTEUR

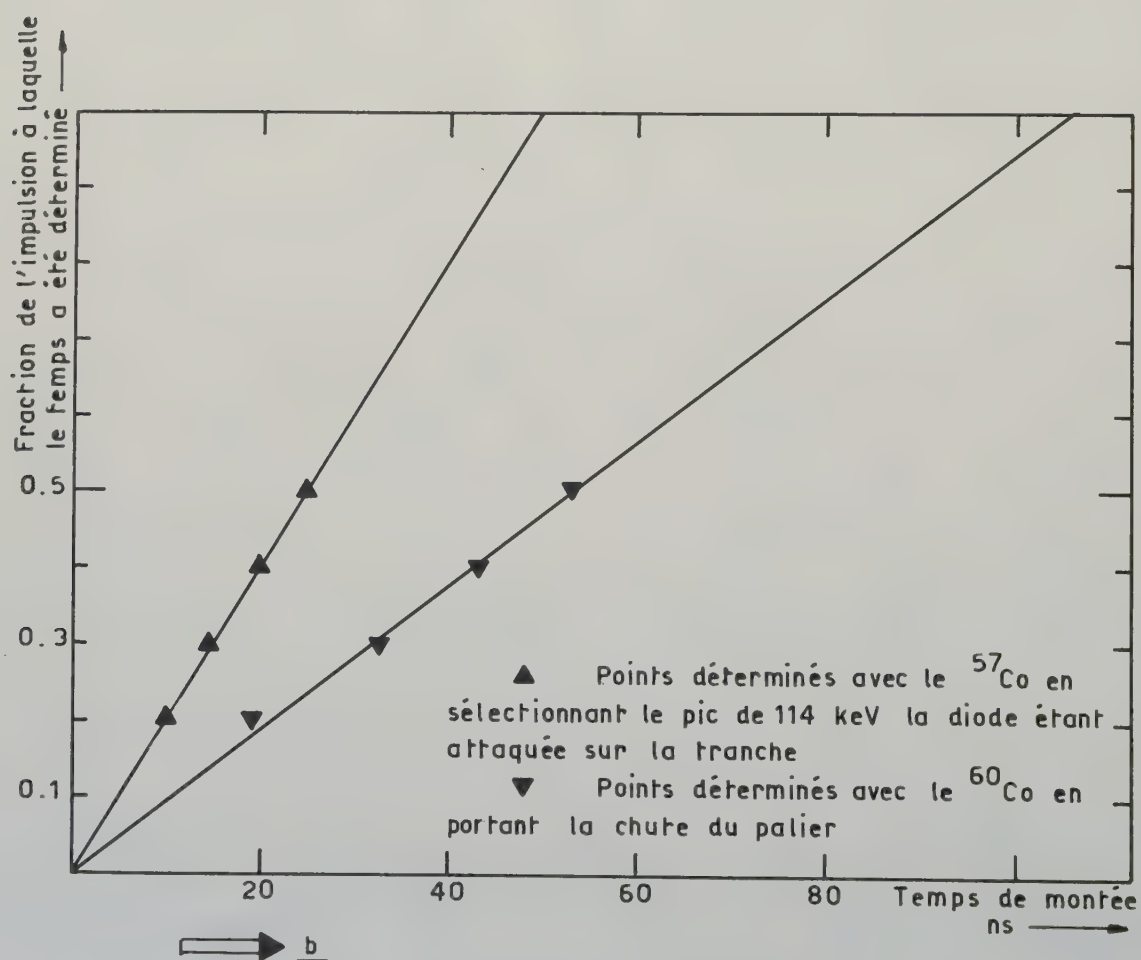
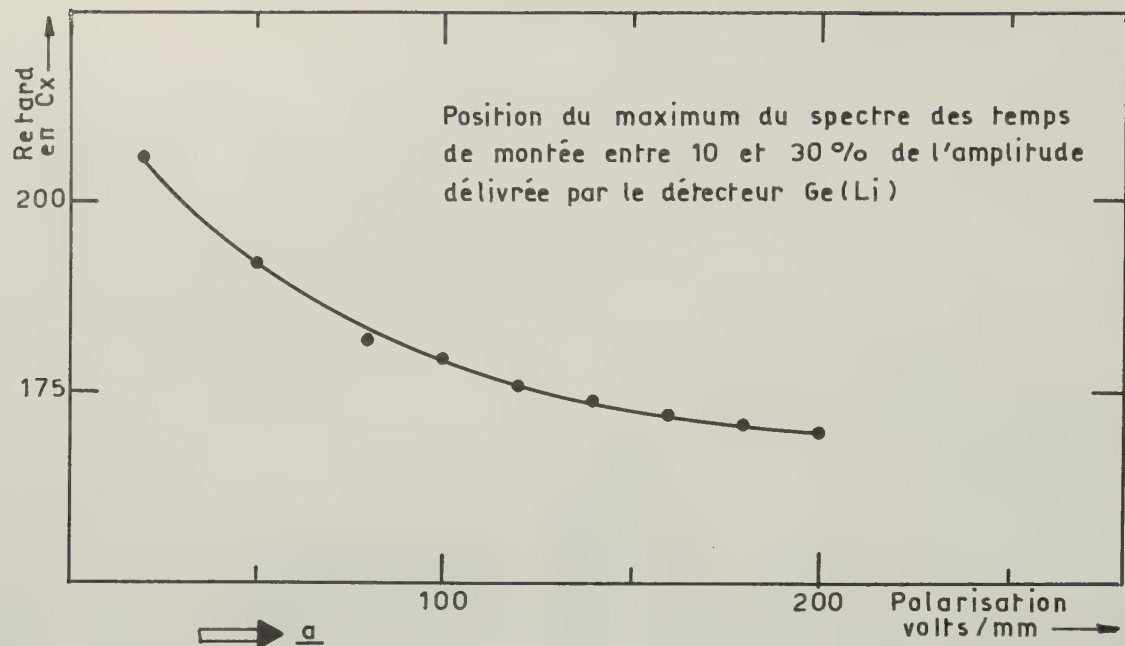


FIGURE 8

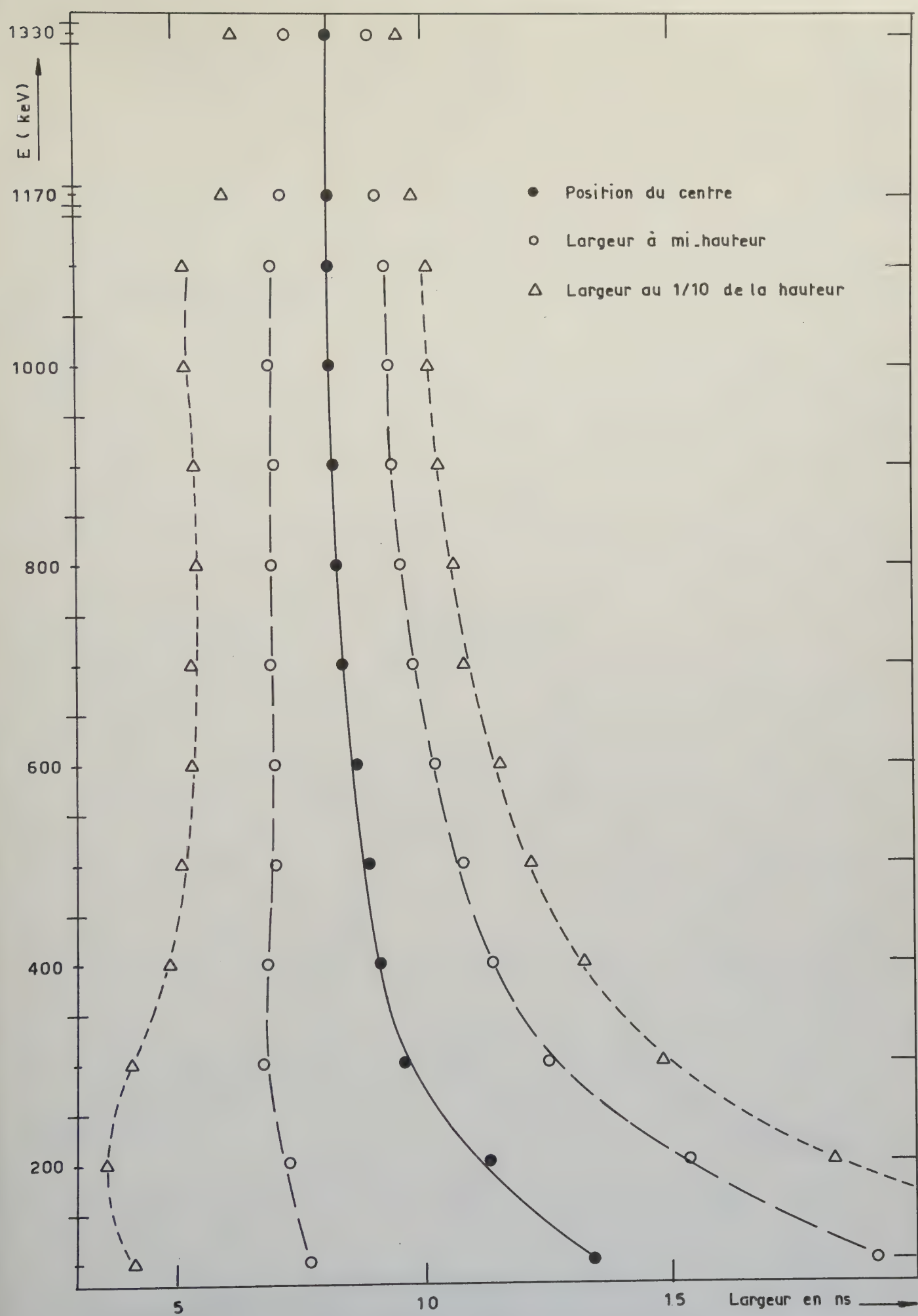


FIGURE 9 POSITION ET LARGEUR DU SPECTRE TEMPS EN FONCTION DE L'ENERGIE

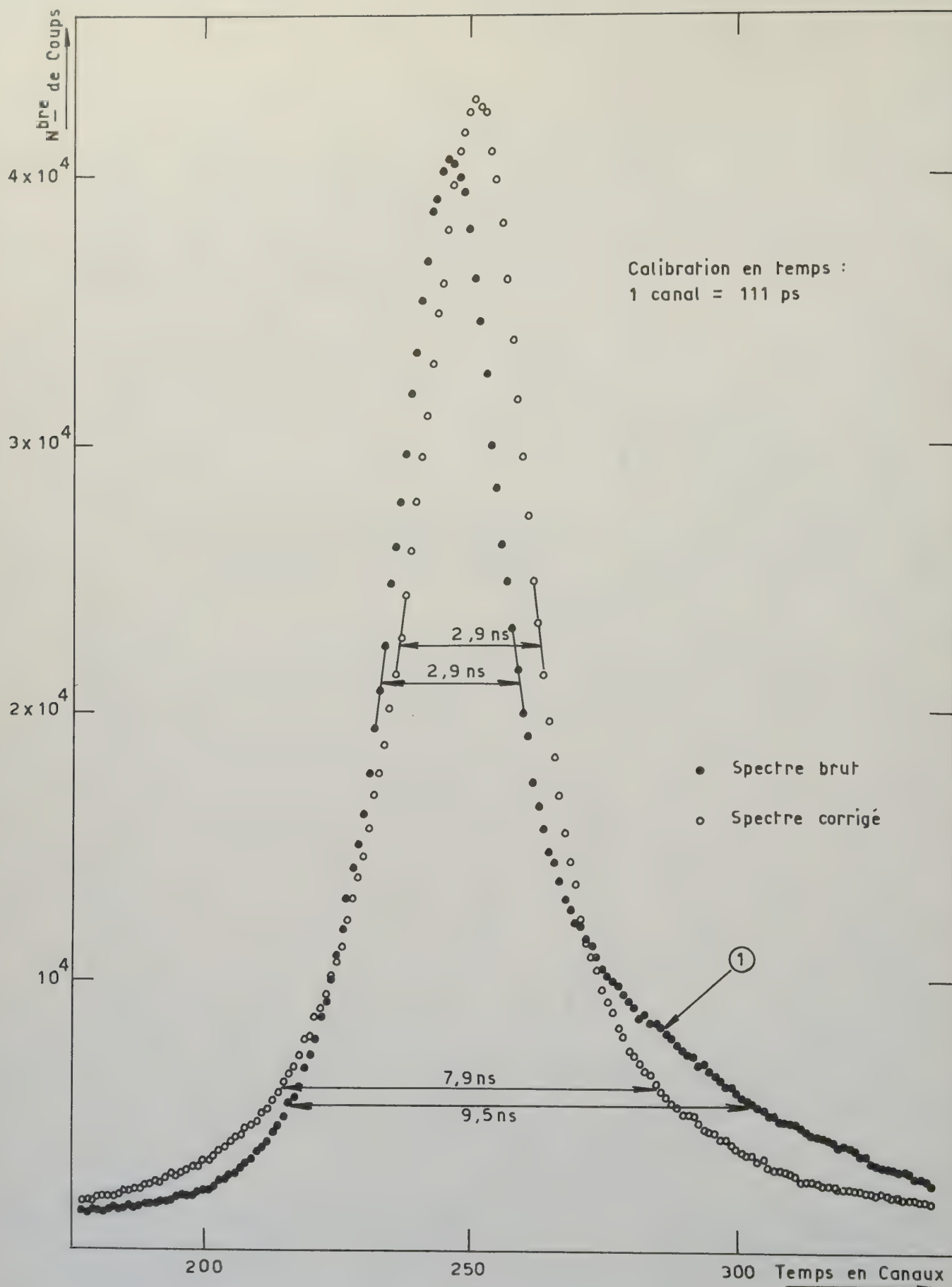


FIGURE 10

SPECTRE T INTEGRE DE 100 keV A 1,33 MeV
AVANT ET APRES CORRECTION A L'ORDRE 3 EN FONCTION DE E_D

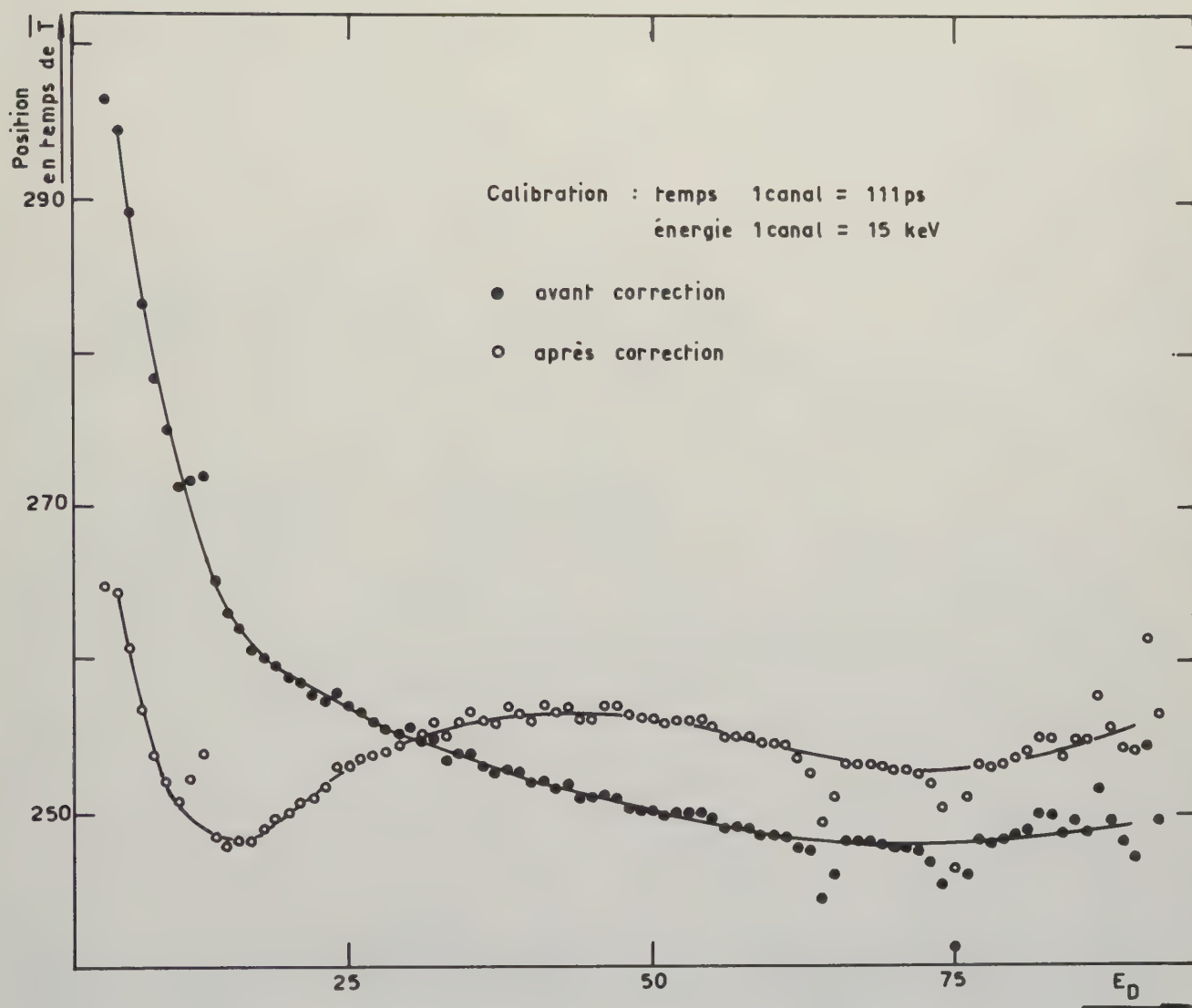


FIGURE 11

VARIATIONS DE $\bar{T}$ EN FONCTION DE E_D

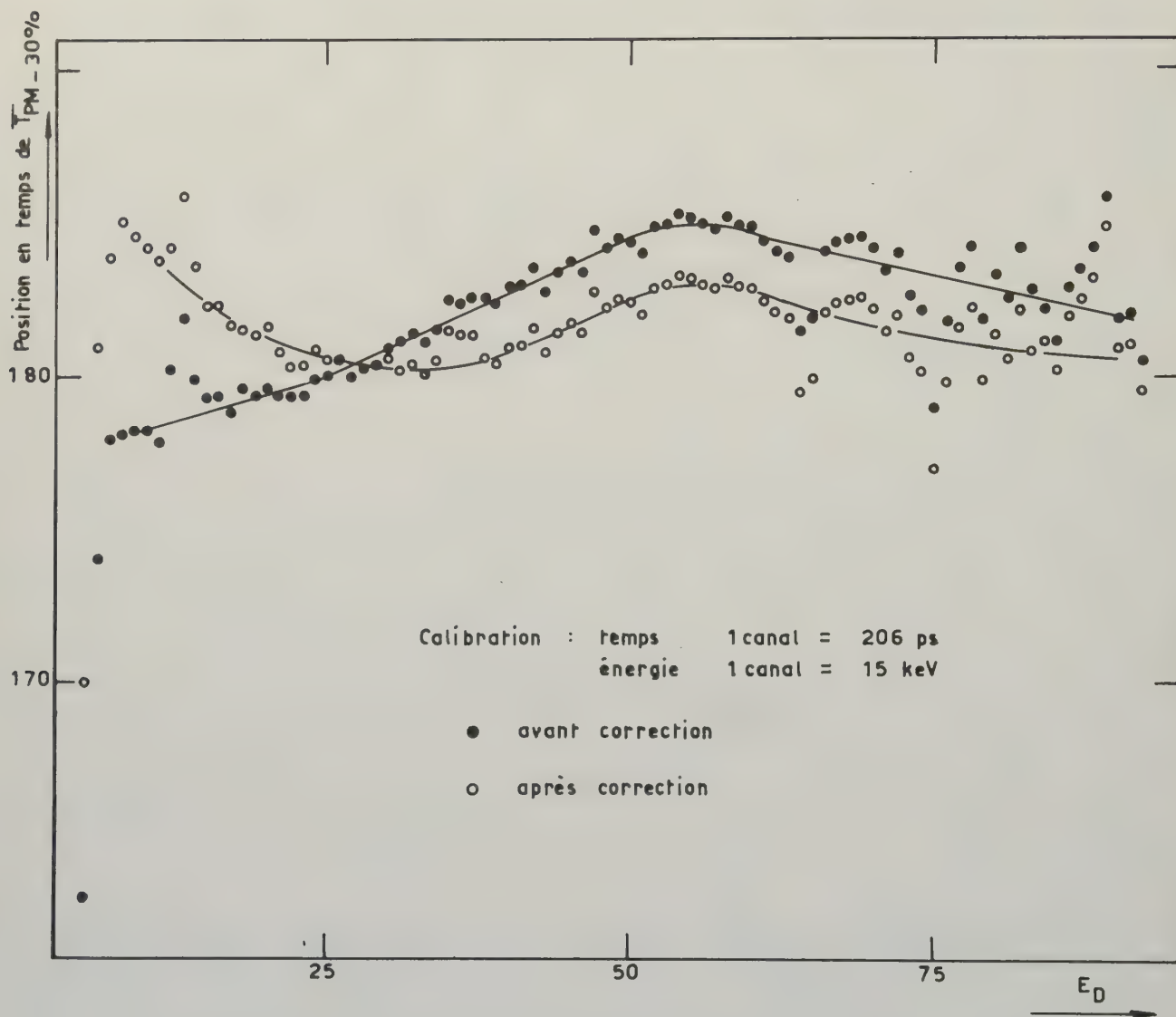
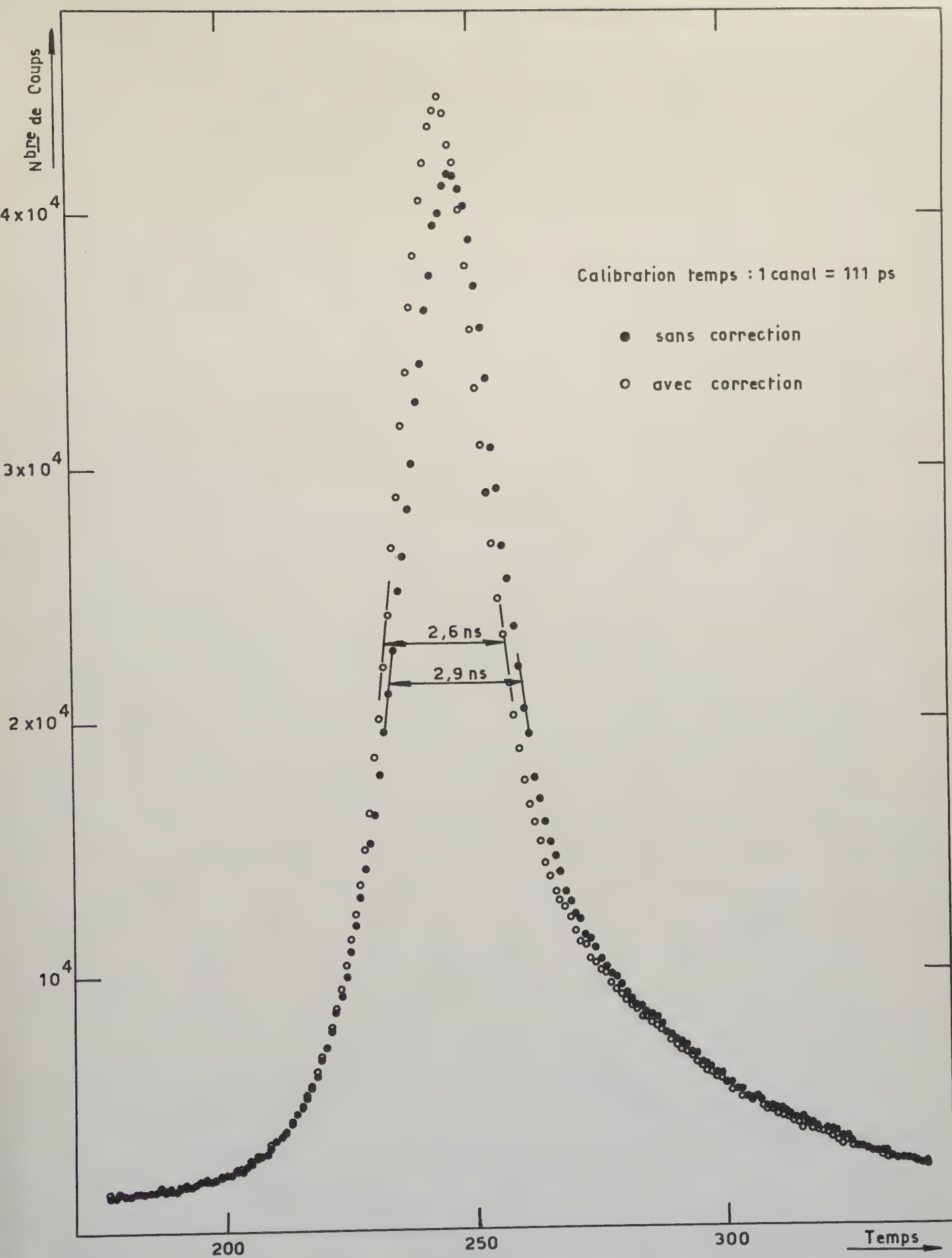
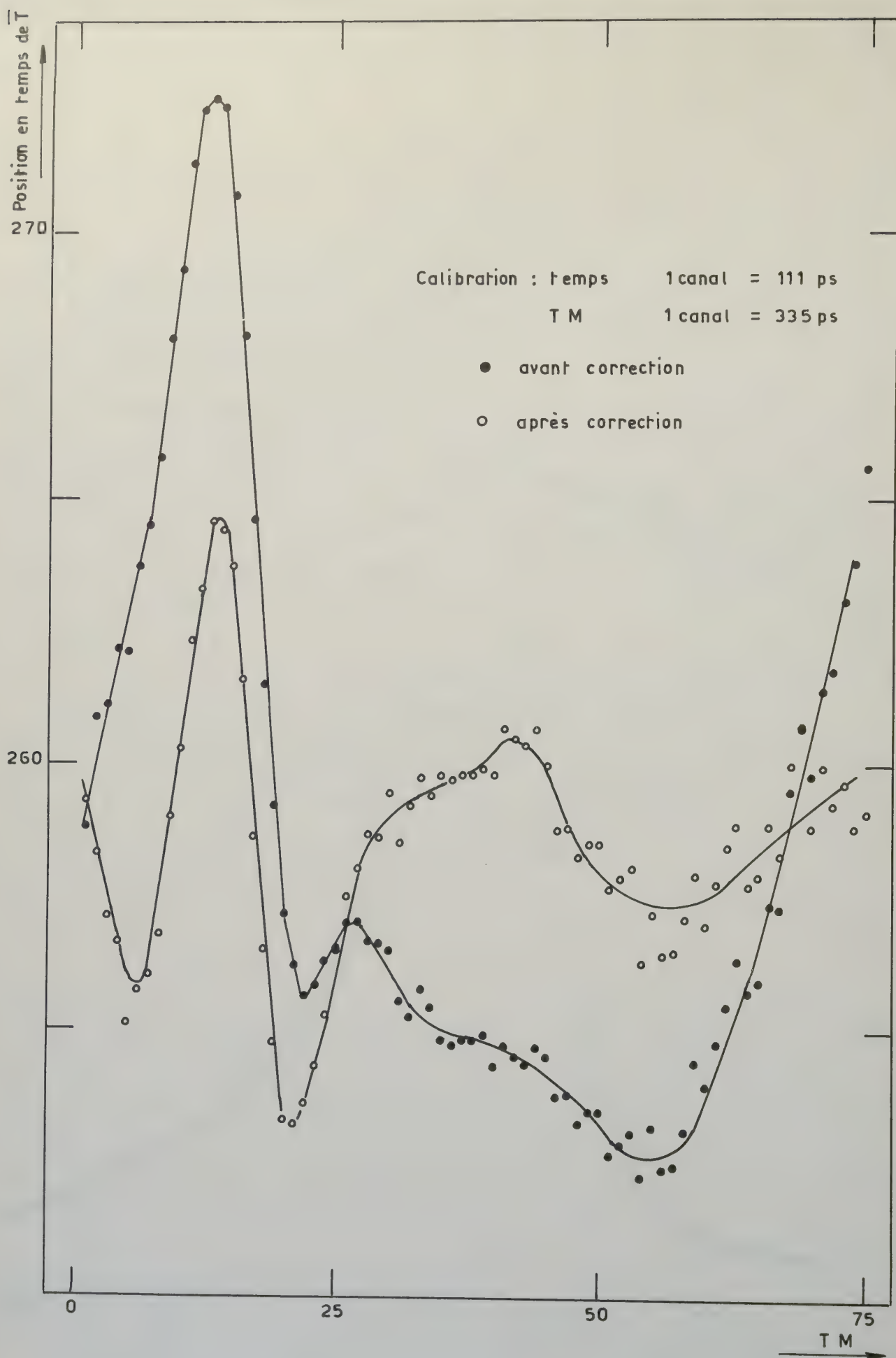


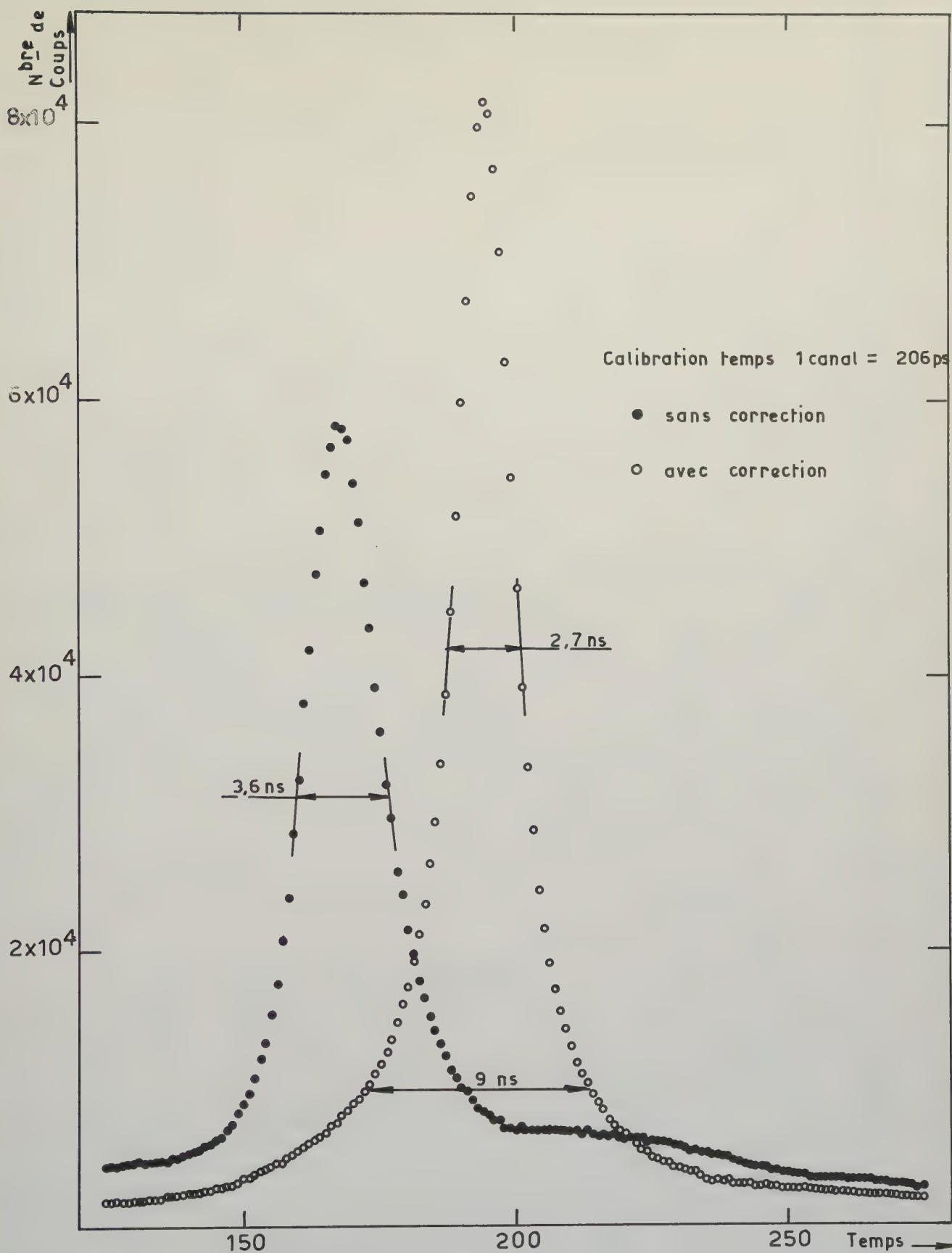
FIGURE 12

VARIATIONS DE $\bar{T}_{PM} - 30\%$ EN FONCTION DE E_D





VARIATION DE $\bar{T}$ EN FONCTION DE $T M$



SPECTRE T_{PM} - 30% INTEGRE DE 100 keV A 1,33 MeV

FIGURE 15

AVANT ET APRES CORRECTION A L'ORDRE 5 EN FONCTION DE T_M

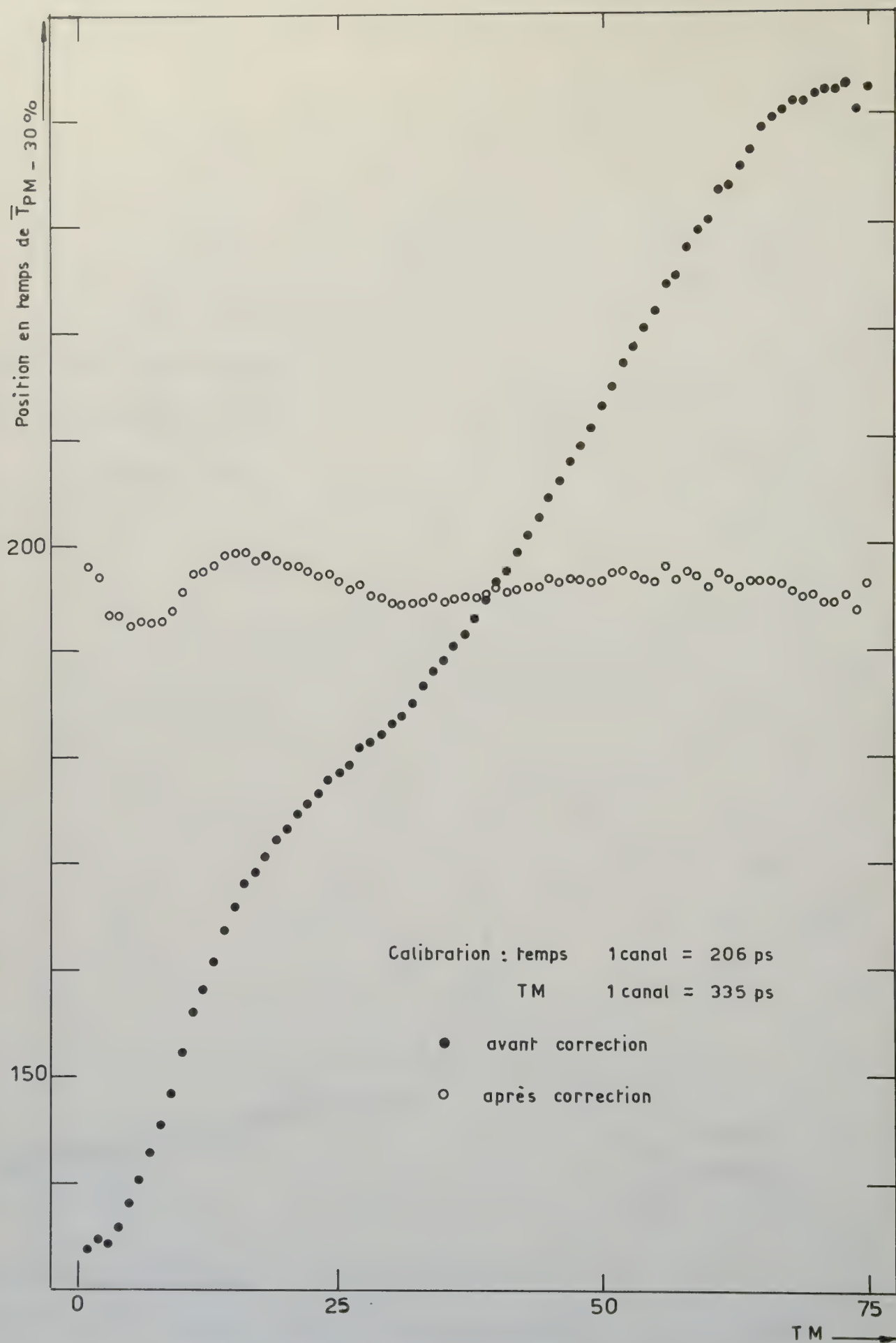


FIGURE 16

VARIATION DE $\bar{T}_{PM-30\%}$ EN FONCTION DE TM

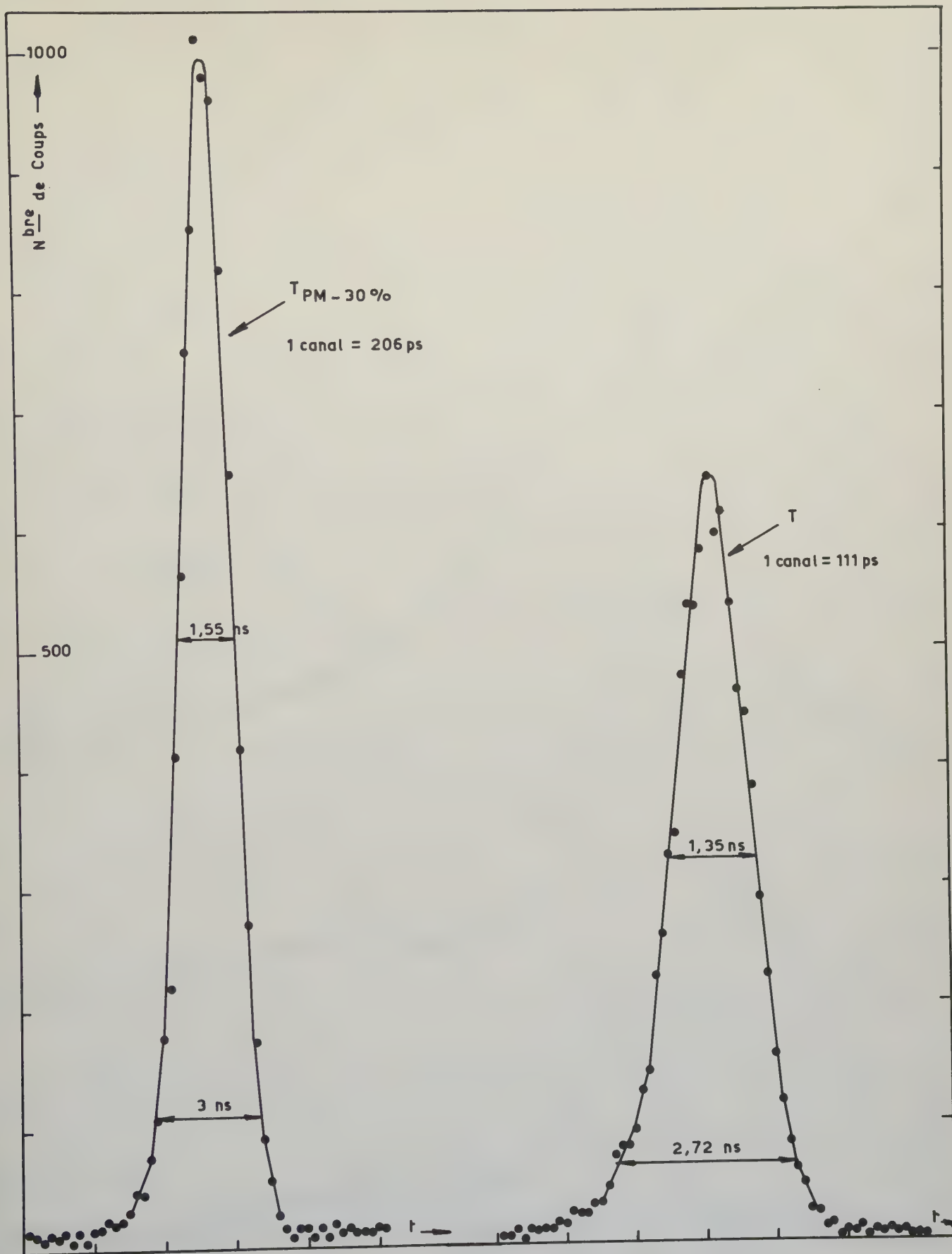


FIGURE 17 T ET $T_{PM - 30\%}$ POUR UNE BANDE D'ENERGIE DE 10 keV SUR E_D ET 0,8 ns SUR T_M

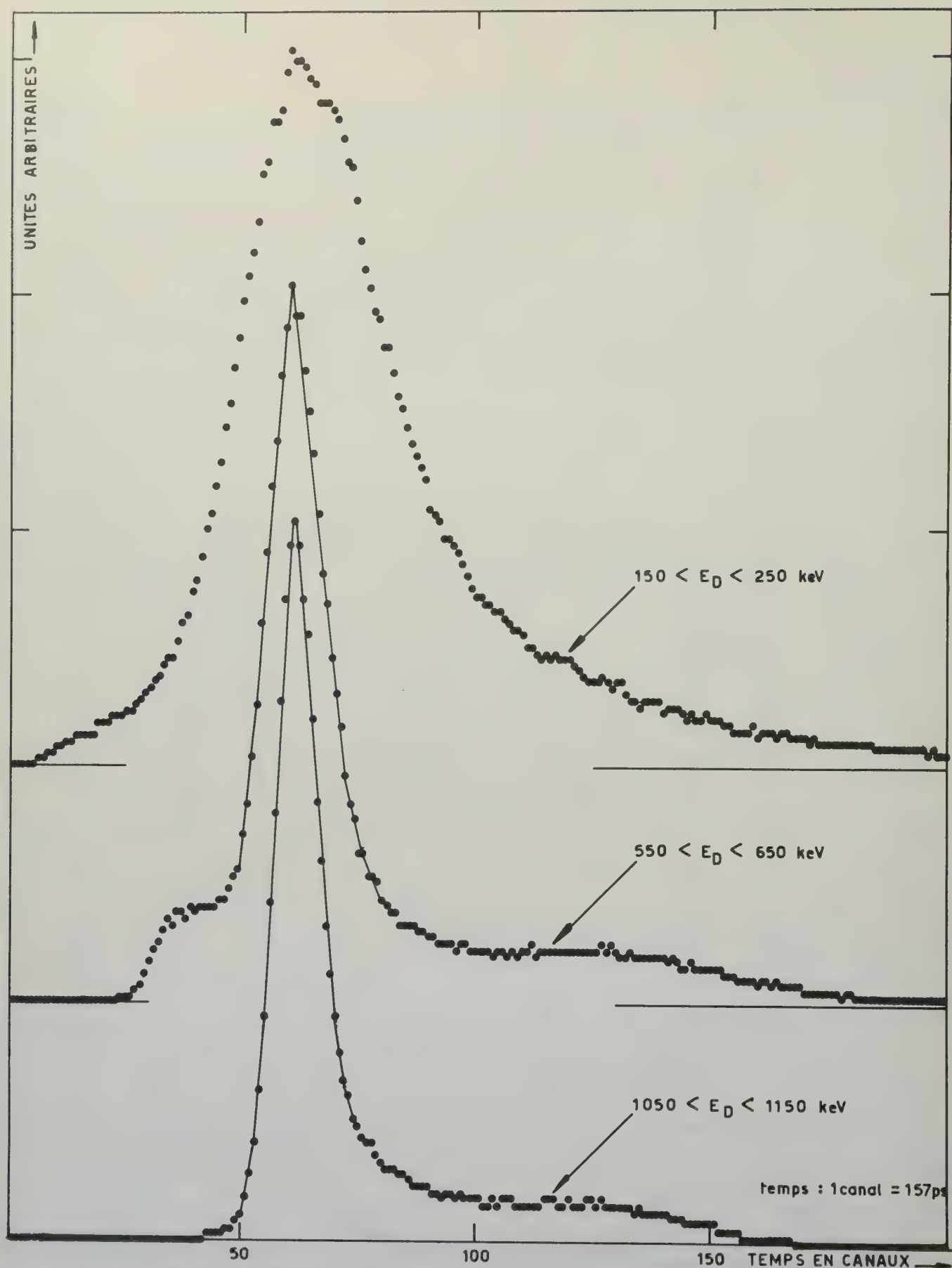
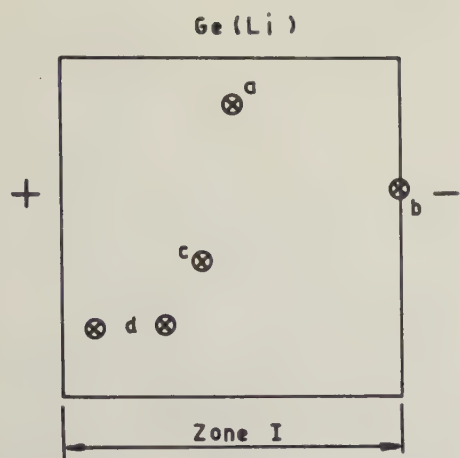
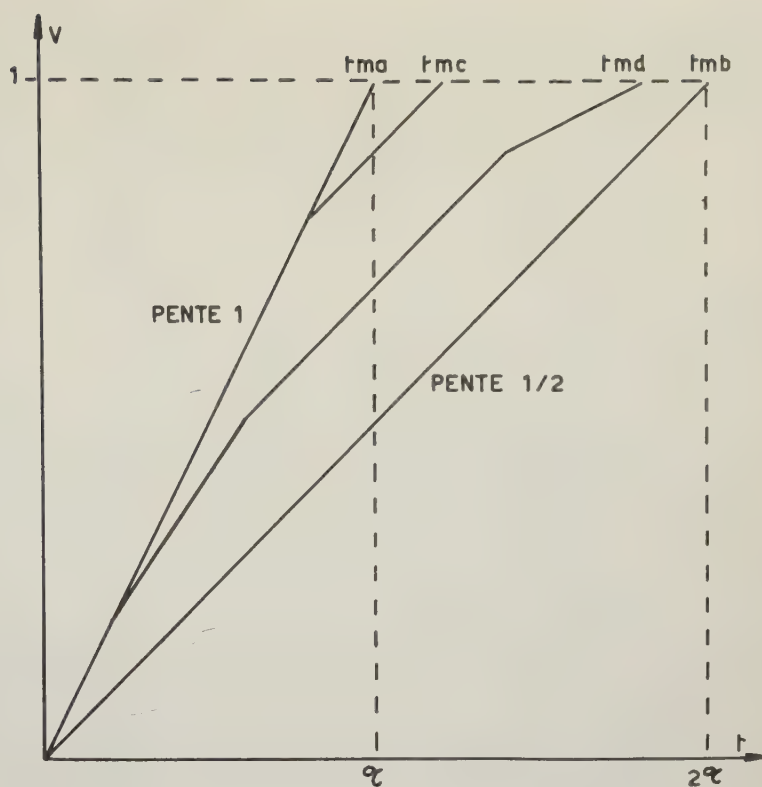


FIGURE 18 SPECTRE DES TEMPS DE MONTEE ENTRE 10% ET 30% DE L'AMPLITUDE
DU SIGNAL POUR DIFFERENTES VALEURS DE E_D

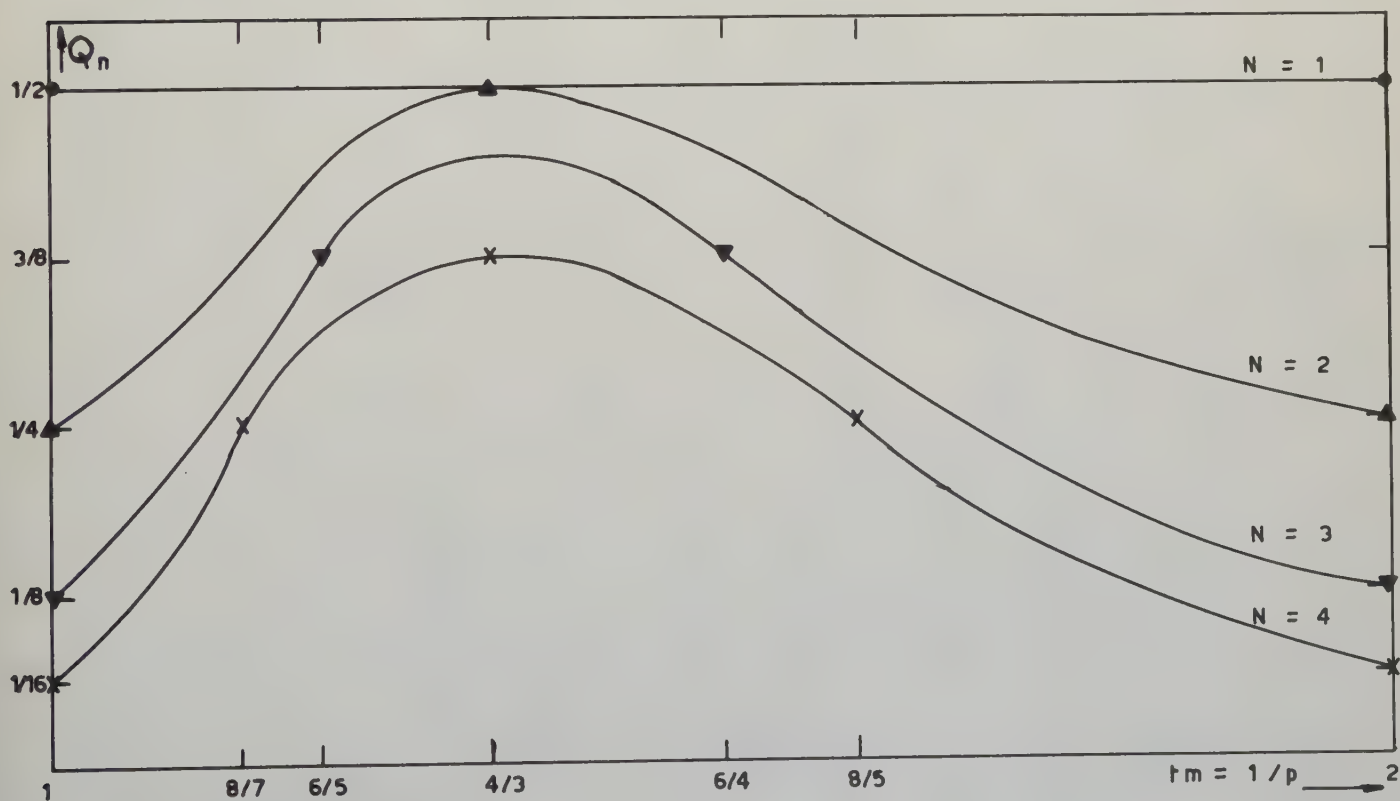


Lieux d'interaction a,b,c et d

⇒ a



Temps de montée correspondant aux interactions a,b,c et d



⇒ b

FIGURE 19

6098

2712

2325

2147

1921

1418

693

311

64

0

6034,3 / 100

5787,4 / 32

5405,4 / 13

4680,0 / 5,4

4178,2 / 0,2

3951,1 / 1,5

3773,6 / 0,5

3386,2 / 1,2

311,2 / 115

692,5 / 16

1418,0 / 0,2

2146,6 / 0,7

247,1 / 2,2

629,0 / 24

2082,9 / 1,0

2647,6 / 0,3

2400,6 / 0,6

382,2 / 3,5

1107,2 / 7

1610,2 / 0,3

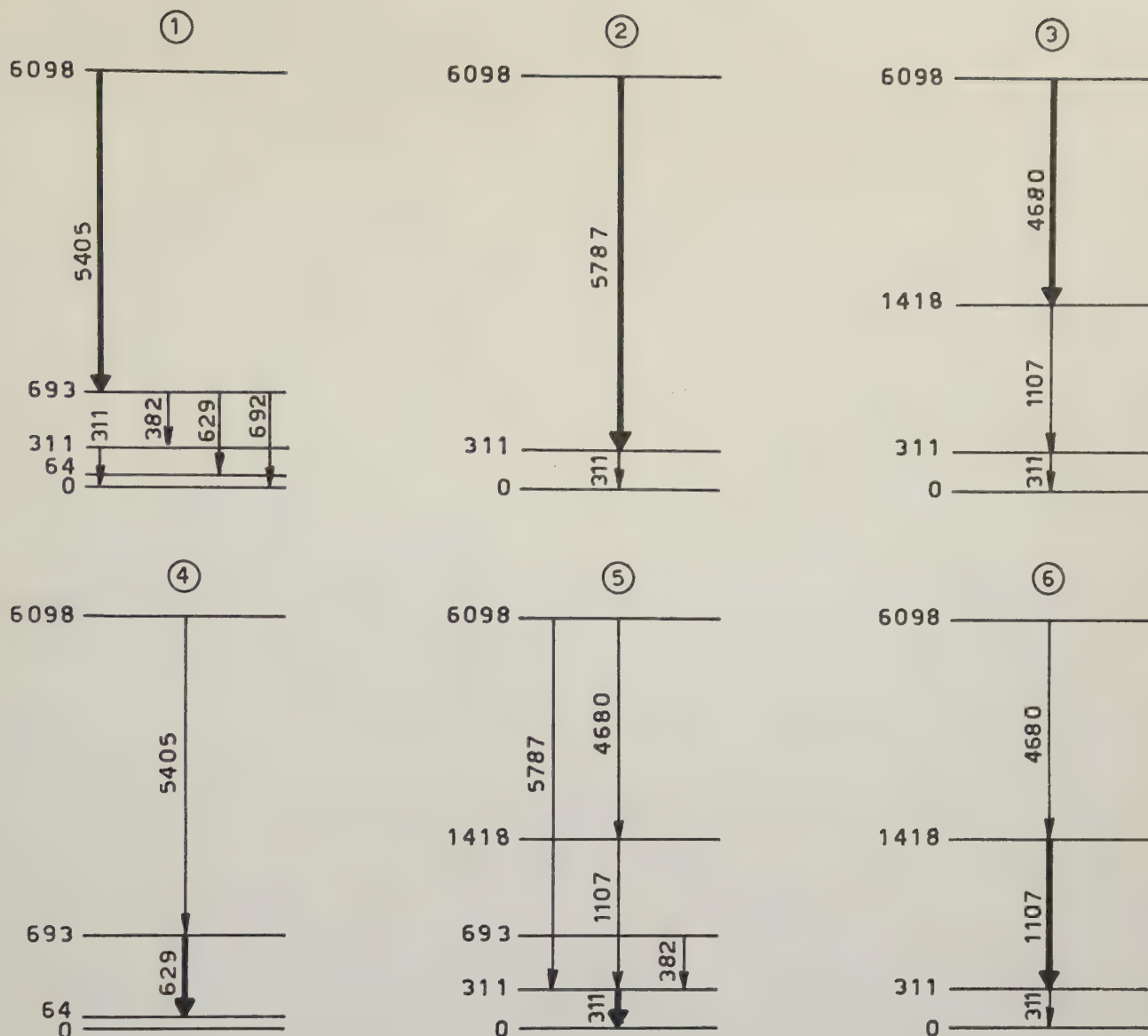
2012,9 / 0,3

1454,5 / 0,2

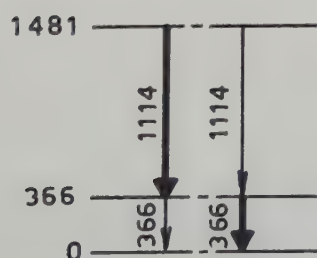
1632,7 / 0,3

Figure 20

⁶⁵Ni



CASCADES γ - γ OBSERVEES PAR MESURES EN COÏNCIDENCE AVEC LE $^{64}\text{Ni}(n, \gamma)^{65}\text{Ni}$

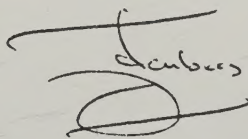


DESEXCIATION DU NIVEAU 1481 DU

^{65}Cu PEUPLE A PARTIR DE LA

DECROISSANCE DU ^{65}Ni

Vu et approuvé
Orsay, le 18 juin 1971
Le Vice Président du Centre d'Orsay :

A handwritten signature in black ink, appearing to read "J. Dubois". The signature is stylized with a large, sweeping initial "J" and a circular flourish at the end.

